PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 15. Dezember 1904. 5. Jahrgang.

Redaktionsschluss für No. 1 am 21. Dezember 1904.

INHALT:

An unsere Leser! S. 809.
Originalmitteilungen:
A. Schweitzer, Über die experimentelle Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht. S. 809.
J. Zenneck, Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie". S. 811.
S. Sano, Bemerkung zu den Arbeiten von F. Koláček, A. Heydweiller und R. Gans über Magnetostriktion. S. 812.
K. Honda u. S. Shimizu, Über die Magnetisierung und die magnetische Längenänderung in ferromagnetischen Metallen und Legierungen bei Temperaturen zwischen —186° und 1200° C. S. 816.
C. Carpini, Über die Widerstandsänderung des Wismuts durch kleine magnetische Kräfte. S. 819.
F. Giesel, Über Aktinium-Emanium. S. 822.
H. Lehmann, Beiträge zur Kenntnis der ultraroten Emissionsspektra der Elemente. S. 823.
J. J. T. Chabot, Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche zwecks Demonstration geometrisch-optischer Grunderscheinungen. 2. Mitt. S. 823.
P. Ostmann, Über die Schwingungsform des Stieles der Edelmannschen Stimmgabeln. S. 825.
G. W. A. Kahlbaum, Kurze Bemerkung über Quecksilberpumpen nach dem Sprengelschen System. S. 828.
Besprechungen:
H. Poincaré, Wissenschaft und Hypothese. S. 829.
W. Förster, Lebensfragen und Lebensbilder. S. 830.
J. Frick, Physikalische Technik. I, 1. S. 830.
R. Abegg u. W. Herz, Chemisches Praktikum. S. 830.
O. Fischer, Der Gang des Menschen. V und VI. S. 830.
J. Stark, Das Wesen der Kathoden- und Röntgenstrahlen. S. 832.
F. Frankenhäuser, Die Wärmestrahlung. S. 832.
Personalien. S. 832.

An unsere Leser!

Seit vor 5 Jahren diese Zeitschrift gegründet wurde, hat die Physik nach verschiedenen Seiten hin eine ungeahnte Entwickelung genommen. Die Zahl derer, die mitarbeitend daran teilnehmen, ist erheblich gestiegen, der Eifer, der alle beseelt, ist so gross wie nur je zuvor, und die Zahl der erscheinenden Publikationen ist daher gewaltig gestiegen. Da ist es begreiflich, dass der ursprünglich beabsichtigte Umfang der Zeitschrift bei weitem nicht mehr einzuhalten ist. Für die Festsetzung des bisherigen Abonnementspreises von 20 Mark jährlich war ein durchschnittlicher Umfang einer Nummer von etwa drei Druckbogen angenommen. Dieser ist schon im 4. Bande der Zeitschrift wesentlich überschritten worden; im nunmehr vollendeten 5. Jahrgange aber ist der durchschnittliche Umfang jeder Nummer auf über vier Bogen gestiegen. Eine Verminderung des Umfanges ist bei dem gewaltigen Andrange von Material in absehbarer Zeit nicht zu erwarten und eine Preiserhöhung daher nicht mehr zu umgehen. Eine solche wird gewiss als durchaus gerechtfertigt angesehen werden.

Die Physikalische Zeitschrift erscheint daher nunmehr monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich vier Bogen zum Preise von 25 Mark jährlich.

Herausgeber, Redaktion und Verlag der Physikalischen Zeitschrift.

E. Riecke. Hermann Th. Simon. E. Bose. S. Hirzel.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

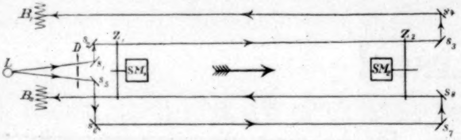
Über die experimentelle Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht.

Von A. Schweitzer.

In Jahrg. 5, 585 (u. 604) d. Ztschrift macht Herr Prof. W. Wien zwei Vorschläge zu Versuchen, welche die Frage entscheiden sollten, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht. Beide Versuche beruhen auf Messungen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes einmal in und einmal entgegen der Richtung der Erdbewegung. Schreiber dieses befasste sich vor vier Jahren auch mit obiger Frage und kam zu der gleichen Idee, wie Herr Prof. W. Wien; er untersuchte verschiedene Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes in einer Richtung nach Analogie der Methode von Foucault und derjenigen von Fizeau auf die erreichbare Genauigkeit.

Die Versuchsanordnung nach Foucault mit

zwei synchron rotierenden Spiegeln ist weniger genau und weniger leicht ausführbar. Denn, wenn man auch einen vollkommenen Synchronismus in der Rotation der beiden Spiegel unschwierig herstellen kann, so müsste man doch an zwei verschiedenen Beobachtungsorten je eine Länge auf mindestens $^1/_{10000}$ genau bestimmen, um die gestellte Frage zu entscheiden. Weit genauer und einfacher kann man mit einer Versuchsanordnung nach der Methode von Fizeau einen eventuellen Einfluss der Erdbewegung nachweisen. Wie im folgenden gezeigt werden soll, kommt es bei entsprechender Anordnung nur darauf an, Unterschiede in der Lichtmenge zweier Strahlenbüschel von circa 1 Proz. einer angegebenen Lichtmenge zu messen, falls die von den Lichtstrahlen zurückgelegte Strecke etwa 10 km beträgt.



In obiger Figur bedeuten Z_1 und Z_2 zwei vollkommen gleich dimensionierte Fizeausche Zahnräder, deren Drehachsen zusammenfallen und in Richtung der Erdbewegung liegen. Diese gehe z. B. von Z_1 nach Z_2. Um den Versuch ausführen zu können, ist es notwendig, dass beide Zahnräder mit vollkommen gleicher Geschwindigkeit in Rotation gebracht werden. Dies ist leicht möglich, wenn die beiden Zahnräder durch je einen Synchronmotor (SM_1 und SM_2) angetrieben werden, welche der gleiche Wechselstrom-Generator speist. Da die Tourenzahl der Zahnräder womöglich variierbar sein soll, so müssten die Motoren mit mehreren Vorgelegen versehen sein, oder sollte noch besser die Tourenzahl des speisenden Generators von der Beobachtungsstation beim Zahnrade Z_1 aus geändert werden können. L bedeutet eine starke Lichtquelle, deren mit Hilfe einer Kondensatorlinse [1]) parallel gemachten Strahlen durch den verstellbaren zweifachen Spalt D in zwei Strahlenbüschel geteilt werden. Das eine derselben wird mittels der Spiegel s_1 und s_2 durch die Zahnlücken des Rades Z_1 und Z_2 geführt, das Lichtbündel bewegt sich in diesem Falle also vom Zahnrad Z_1 zu Z_2. Hinter dem Zahnrad Z_2 wird das Strahlenbüschel durch die Spiegel s_2 und s_3 wiederum zur Beobachtungsstation zurückgeführt und fällt dort auf das Bolometer B_1. Das zweite Strahlenbüschel wird zunächst durch die Spiegel s_5, s_6, s_7 und s_8 hinter das Zahnrad Z_2 geführt, durchläuft nun die Zahnlücken der beiden Zahnräder in Richtung von Z_2 nach Z_1 und fällt auf das Bolometer B_2.

Zur Ausführung des Versuches würde man zunächst bei ruhenden Zahnrädern die Lücken derselben zur Deckung bringen, so dass die gesamte Lichtmenge der beiden Strahlenbüschel auf die beiden Bolometer gelangt. Diese sind möglichst gleich gebaut, gleich empfindlich und in zwei Seiten einer Wheatstoneschen Brückenschaltung eingestellt. Durch Verstellung der Breiten der beiden Spalte D werden sodann die Bolometer abgeglichen; schwankt nun auch die Lichtstärke der Quelle L im Laufe des Versuches, so wird hierdurch die Abgleichung der Bolometer nicht gestört. Es kann hierauf direkt zur Entscheidung der gestellten Frage geschritten werden, indem beide Zahnräder in synchronen Lauf gebracht werden. Bewegt sich der Äther mit der Erde, so müsste die Abgleichung der Bolometer bestehen bleiben, denn das Verhältnis der Lichtmengen, welche auf die beiden Bolometer fallen, müsste das gleiche sein wie bei ruhenden Zahnrädern; im anderen Falle tritt eine Änderung in diesem Verhältnis auf, welche sich durch einen Strom in der Brücke der Wheatstoneschen Schaltung bekannt geben würde.

Wie gross kann nun im besten Falle dieser Unterschied in den beiden Lichtmengen sein? Es sei c die Lichtgeschwindigkeit, v die Erdgeschwindigkeit, l der Abstand der beiden Zahnräder, z die Zahl der Zähne und Lücken eines Zahnrades, endlich n die sekundliche Umdrehungszahl der beiden Räder. Es braucht sodann das Licht, um in Richtung der Erdbewegung vom Zahnrad Z_1 nach Z_2 zu gelangen, die Zeit:

$$t' = \frac{l}{c+v},$$

und in umgekehrter Richtung:

$$t'' = \frac{l}{c+v}.$$

Während dieser Zeiten haben sich die Zahnräder um die Breiten $\Delta z'$ respektiv $\Delta z''$ eines Zahnes verschoben, wobei

$$\Delta z' = t' z \cdot n \text{ und } \Delta z'' = t'' z n.$$

Ist $\Delta z = 1$, so ist an Stelle einer Lücke gerade ein Zahn gekommen, für $\Delta z = 2$ ist an Stelle einer Lücke abermals eine Lücke getreten u. s. w. Unter der Annahme, dass die Breite der Zähne gleich der Breite der Lücken ist, wird für jede ungerade ganze Zahl von Δz die Lichtmenge, welche auf das Bolometer fällt, gleich Null sein, für jede gerade ganze Zahl hingegen ein Maximum, für dazwischen liegende Werte von Δz ist der Wert der Lichtmenge gleich dem Unterschiede von

1) Die verschiedenen, bei der Versuchsanordnung nötigen Linsen sind in der Figur nicht eingezeichnet.

Δz von der zunächst liegenden ungeraden ganzen Zahl multipliziert mit der maximalen Lichtstärke.

Aus obigen Gleichungen erhalten wir:

$$\Delta z' = \frac{z n l}{c - v} \text{ und } \Delta z'' = \frac{z n l}{c + v} \text{ oder}$$

$$\Delta z'' = \Delta z' \frac{c - v}{c + v} \sim \Delta z' \left(1 - \frac{1}{5000}\right)$$

Es möge z. B. der Durchmesser der Zahnräder 0,5 m betragen, in diesem Falle können noch 2500 Zähne Platz finden, d. h. es wird $z = 5000$, ist das Material der Zahnräder Nickelstahl, so ist eine sekundliche Tourenzahl $n = 300$ noch zulässig, weiter sei $l = 10$ km.

Diese Werte eingesetzt, ergiebt etwa für

$$\Delta z' = 50 \text{ und } \Delta z'' = 50 - \frac{1}{100}.$$

$\Delta z'$ entspricht der maximalen Lichtmenge Φ_{max}, $\Delta z''$ einer Lichtmenge 0,99 Φ_{max}, d. h. die auf die beiden Bolometer fallenden Lichtmengen sind um 1 Proz. der maximalen Lichtmenge Φ_{max} verschieden, auch bei einer anderen Tourenzahl in der Nähe von $n = 300$ wird der Unterschied der Lichtmengen etwa 1 Proz. von Φ_{max} betragen, also eine Grösse, die mit grosser Genauigkeit nachweisbar wäre. Eine Vergrösserung dieses Unterschiedes wäre noch durch Vergrösserung des Abstandes der beiden Zahnräder möglich, die angenommenen Werte für z und n sind so ziemlich die maximal erreichbaren.

Obzwar ich aus obigen Betrachtungen ersehen konnte, dass eine Entscheidung der Frage, ob sich der Lichtäther mit der Erde bewegt oder nicht, mit grosser Genauigkeit möglich ist, konnte ich die Versuche leider doch nicht ausführen, denn eine Berechnung der Kosten der verschiedenen nötigen Apparate zeigte mir, dass es hierzu Mittel bedarf, die mir hier nicht zur Verfügung standen.

Zürich, den 23. Oktober 1904.

(Eingegangen 26. Oktober 1904.)

Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn G. Seibt „Über den Zusammenhang zwischen dem direkt und dem induktiv gekoppelten Sendersystem für drahtlose Telegraphie“.[1])

Von J. Zenneck.

1. Herr Seibt schreibt, er könne aus meiner Mitteilung[2]) nur entnehmen, dass „die beiden Fälle“ — direkt und induktiv gekoppelter Sender — „nur nahezu Identisches ergeben, und dass ein, wenn auch kleiner Unterschied zwischen beiden bestehen bleibt“. Dass bei Vernachlässigung der Widerstände die galvanische Koppelung und damit der einzige Unterschied zwischen beiden Schaltungsarten wegfällt, sei in meiner Mitteilung[2]) nicht enthalten gewesen.

Ich hatte untersucht, wie die Verhältnisse thatsächlich liegen, nicht wie sie sich darstellen, wenn man etwas vernachlässigt. Thatsächlich aber sind die beiden Schaltungen nicht identisch, sondern sie unterscheiden sich dadurch, dass bei der direkten Schaltung zur magnetischen Koppelung noch eine galvanische hinzukommt. Stellt man sich also auf den strengen Standpunkt, so ist das Resultat von Herrn Seibt[3]), dass der direkt gekoppelte Sender ein Spezialfall des induktiv gekoppelten sei, unrichtig, meine Angabe[2]) richtig.

In allen praktisch wichtigen Fällen tritt beim direkt gekoppelten Sender der Einfluss der galvanischen Koppelung zurück gegen denjenigen der magnetischen; man kann also praktisch von der galvanischen Koppelung absehen. Stellt man sich auf diesen praktischen Standpunkt, so ist das Resultat von Herrn Seibt zwar richtig, aber es ist nicht neu, da dasselbe in meiner Mitteilung schon klar ausgesprochen war.[4])

2. Meine Behandlung der Sache charakterisiert Herr Seibt als „allgemein gehaltene Bemerkung“[5]), seine Behandlung scheint er als „eine prägnante, mathematische Formulierung“ anzusehen.[6])

Meine Mitteilung war für Fachgenossen berechnet, welche diesen Fragen nahestehen. Dass sie von diesen vollkommen richtig beurteilt wurden[7]), genügt mir.

Dass aber die Arbeit des Herrn Seibt „eine prägnante, mathematische Formulierung“ der Sache bilde, kann ich nicht anerkennen. Was Herr Seibt gethan hat, ist folgendes: er

1) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904.

2) J. Zenneck, diese Zeitschrift 4, 657, 1903: „Setzt man die Differentialgleichungen einmal für die direkte Schaltung . . . und dann für die entsprechende induktive Schaltung . . . an, so sieht man unmittelbar, dass die beiden Fälle nahezu Identisches ergeben. Der einzige Unterschied ist der: zu dem Glied, welches bei der induktiven Schaltung die wechselseitige Induktion (magnetische Koppelung) zwischen Kondensatorkreis und Sendersystem . . ausdrückt, kommt bei der direkten Schaltung noch ein Glied hinzu, das von der galvanischen Koppelung herrührt.“

3) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 455, 1904.

4) J. Zenneck, diese Zeitschrift 4, Seite 657, Fussnote heisst es: „dass die Wirkung der galvanischen Koppelung gegenüber derjenigen der magnetischen Koppelung in allen praktisch wichtigen Fällen verschwindet“.

5) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904: „wenn übrigens eine derartige, allgemein gehaltene Bemerkung zur Begründung eines Prioritätsanspruches herangezogen werden soll“ etc.

6) G. Seibt, diese Zeitschrift 5, 627, 1904: „Was noch fehlte, das war eine prägnante mathematische Formulierung dieser Erkenntnis“ etc.

7) Vgl. J. Braun, diese Zeitschrift 5, 193, 1904; L. Mandelstam, diese Zeitschrift 5, 245, 1904; G. Eichhorn, Die drahtlose Telegraphie. Leipzig 1904. S. 214. Warum ich nicht näher auf den Gegenstand einging, habe ich ausdrücklich angegeben.

hat eine Beziehung, die er in vollständiger Weise aus den Differentialgleichungen hätte ablesen können[2]), in unvollständiger Weise[8]) aus den integrierten Gleichungen abgeleitet.

3. Ferner heisst es bei Herrn Seibt[1]): „Ich habe schon damals“ — d. h. $1\frac{1}{2}$ Jahre vor meiner Mitteilung — „die Erkenntnis von der Zusammengehörigkeit der beiden Koppelungsarten als so naheliegend betrachtet, dass es mir nicht der Mühe wert schien, darauf wie auf einen besonderen Fortschritt hinzuweisen“. Sollte Herr Seibt dies so meinen, dass er schon damals das Verhältnis der beiden Schaltungsarten richtig übersehen habe, so wäre es schwer zu verstehen, warum er es damals nicht für der Mühe wert hielt, darauf hinzuweisen, während er es jetzt für der Mühe wert hält, eine ganze Abhandlung über diesen Gegenstand zu schreiben, trotzdem inzwischen meine Mitteilung veröffentlicht war, die Herr Seibt kannte.

4. Endlich macht Herr Seibt[1]) auf folgende Stelle seiner Dissertation aufmerksam: „Natürlich lassen sich diese Experimente“ — gemeint sind Resonanzversuche mit Spulen „auch mit dem Tesla-Transformator, der ja das gleiche Verhalten wie der Oudinsche Resonator zeigt, anstellen.“ Er fügt hinzu[1]): „der Tesla-Transformator entspricht, wie in den vorhergehenden Abschnitten ausgeführt worden ist, der induktiven, der Oudinsche Resonator der direkten Erregung.“ Wie weit in der ersten Bemerkung etwas Allgemeines über das Verhältnis der direkten und induktiven Schaltung bei der drahtlosen Telegraphie enthalten ist[9]), überlasse ich dem Urteil des Lesers.

8) Herr Seibt vernachlässigt alle Glieder, welche den Widerständen proportional sind. Er unterdrückt dadurch nicht nur gerade dasjenige Glied, welches den Unterschied der beiden Schaltungsarten ausmacht, sondern seine Gleichungen werden auch ungenau zur Bestimmung der Wechselzahlen und unbrauchbar zur Bestimmung der Amplituden (vgl. P. Drude, Ann. d. Phys. **13**, 512 ff., 1904).

9) Dass man bei Versuchen mit schnellen Schwingungen beliebig die eine oder andere Schaltung verwenden kann, ist lange vor der Veröffentlichung des Herrn Seibt bekannt gewesen. Oudin selbst bespricht (Compt. rend. 6. Juni 1898) mehrere Versuche mit seiner Anordnung, die mit bekannten Versuchen mit dem Tesla-Transformator identisch sind. Herr Professor F. Braun hat gleich in seiner ersten Patentanmeldung (eingereicht am 14. Oktober 1898) für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie beide Schaltungen nebeneinander vorgeschlagen.

Strassburg, Els., physikalisches Institut.

(Eingegangen 9. November 1904.)

Bemerkung zu den Arbeiten von F. Koláček, A. Heydweiller und R. Gans über Magnetostriktion.

Von Shizuwo Sano.[1])

Die Schwierigkeit, irreversible Erscheinungen, wie magnetische Hysteresis, Verzögerung, elektrischen Strom u. s. w., in Betracht zu ziehen, ist so gross, dass ich in der vorliegenden Arbeit all diese Wirkungen ausschliessen werde.

F. Koláček[2]) fand, dass die vom Magnetismus herrührende x-Komponente der mechanischen Kraft für die Volumeneinheit ist:

$$\Xi = \frac{\partial}{\partial x}\left(W_1 + \frac{b\beta + c\gamma}{4\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial x_x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{a\beta + b\alpha}{8\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial x_y}\right) - \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{c\alpha + a\gamma}{8\pi} + \frac{\partial W_1}{\partial z_x}\right),$$

wo $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma, x_x, y_y, z_z, y_z, z_x, x_y$ bezw. die Komponenten der magnetischen Induktion, der magnetischen Kräfte und die Deformationsgrössen im Punkte (x, y, z) sind. Hier ist

$$W_1 = \frac{1}{4\pi}\int_0^{a,\,b,\,c}(\alpha\,d a + \beta\,d b + \gamma\,d c),$$

wo $x_x, y_y \ldots x_y$ und die Temperatur Θ während der Integration konstant gehalten sind; und die unabhängigen Variabeln in den Differentialquotienten von W_1 in obigem Ausdruck für Ξ sind $a, b, c, x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ. Der Ausdruck kann gleich auf die Form

$$\Xi = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial}{\partial x}\left(a\alpha - \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x_x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{2}(\alpha\beta + b\alpha) - \frac{\partial \psi}{\partial x_y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{2}(c\alpha + a\gamma) - \frac{\partial \psi}{\partial z_x}\right)\right] \tag{1}$$

gebracht werden. Hier ist:

$$\psi + \int_0^{\alpha,\,\beta,\,\gamma}(a\,d\alpha + b\,d\beta + c\,d\gamma),$$

wo $x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ als Parameter betrachtet werden. Bei der Differenzierung von ψ sind $\alpha, \beta, \gamma, x_x, y_y \ldots x_y$ und Θ als die unabhängigen Variabeln angenommen worden, und diese gleiche Annahme soll im folgenden beibehalten werden.

Für den Fall, dass ψ eine lineare Funktion der Deformationsgrössen ist, erhielt ich[3]) die Gleichung

$$\Xi = \frac{1}{4\pi}\left[\frac{\partial}{\partial x}(a_0\alpha - \psi_0 - \psi_1) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{2}(a_0\beta + b_0\alpha) - \psi_6\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{2}(c_0\alpha + a_0\gamma) - \psi_5\right)\right], \tag{2}$$

1) Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society **2**, Nr. 14, 1904.

2) Franz Koláček, Ann. d. Phys. (4) **13**, 1, 1904.

3) S. Sano, Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society **1**, 52, 1902. — Diese Ztschr. **3**, 401, 1902, wo für „Zugkomponenten“ „Druckkomponenten“ zu lesen ist.

wo $\psi_0, \psi_1 \ldots \psi_6$ von den Deformationsgrössen unabhängige Grössen sind und

$$\psi = \psi_0 + \psi_1 x_x + \psi_2 y_y + \psi_3 z_z + \psi_4 y_z + \psi_5 z_x + \psi_6 x_y,$$

$$a_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \alpha}, \quad b_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \beta}, \quad c_0 = \frac{\partial \psi_0}{\partial \gamma}$$

ist. Diese Methode kann ohne jede Schwierigkeit auf den von Koláček betrachteten Fall ausgedehnt werden. Es ist ganz klar, dass (1) und (2) miteinander vereinbar sind.

Wird die Oberflächenspannung durch den Magnetismus beeinflusst, oder hängt die magnetische Induktion vom Temperaturgradienten ab, so versagt die obige Betrachtung. In meiner oben angeführten Arbeit und in einer anderen Veröffentlichung über die Magnetostriktion natürlich isotroper Körper[1]) wurden alle Teile der untersuchten Substanz als auf gleichförmiger Temperatur befindlich angenommen. In Koláčeks Fall[2]) ist die gleiche Annahme gemacht, obschon er es nicht ausdrücklich feststellt. Wenn sich die Temperatur von Punkt zu Punkt ändert, so kann das System, genau genommen, nicht im Gleichgewicht sein. Man kann aber unter günstigen Umständen von der Ungleichheit der Temperatur herrührende irreversible Erscheinungen mit einiger Annäherung vernachlässigen. Es lässt sich leicht zeigen, dass (1) auch in diesem Falle gilt, vorausgesetzt, dass die elektrische Wirkung vernachlässigt werden kann.

Der Einfachheit wegen wollen wir uns auf den Fall von Flüssigkeiten beschränken. Es sei die Schwerkraft in der Richtung x die einzige auf den betrachteten Körper wirkende äussere Kraft, und das System möge an jedem Punkte eine adiabatische virtuelle Verrückung ausführen. Dann ist die Gleichgewichtsbedingung des Systems

$$\delta \int (E - \varrho g x)\, d\tau = 0,$$

wo E die innere Energie für die Volumeneinheit, ϱ die Dichte, g die Schwerkraftsbeschleunigung und $d\tau$ das Volumenelement ist. F und Φ seien bezw. die freie Energie und die Entropie, beide bezogen auf die Volumeneinheit. Da nun

$$E = F + \Theta\Phi$$

ist, so wird obige Gleichung zu:

$$\int \Big[\frac{\partial F}{\partial a}\delta a + \frac{\partial F}{\partial b}\delta b + \frac{\partial F}{\partial c}\delta c + \frac{\partial F}{\partial v}\delta v + \frac{\partial F}{\partial \Theta}\delta\Theta - \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0 \delta u' - \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_0 \delta v' - \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_0 \delta w' + \Phi\delta\Theta + \Theta\delta\Phi - g x \delta\varrho\Big] d\tau = 0,$$

1) S. Sano, Phys. Rev. **14**, 158, 1902.
2) F. Koláček, a. a. O.

wo v das spezifische Volumen ist, $\delta u', \delta v', \delta w'$ die Komponenten der virtuellen Verschiebung und $\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0, \left(\frac{\partial F}{\partial y}\right)_0, \left(\frac{\partial F}{\partial z}\right)_0$ die Differentialquotienten sind, wobei a, b, c, v, Θ während der Differenzierung konstant gehalten sind.

Da

$$\frac{\partial F}{\partial a} = \frac{\alpha}{4\pi}, \quad \frac{\partial F}{\partial b} = \frac{\beta}{4\pi}, \quad \frac{\partial F}{\partial c} = \frac{\gamma}{4\pi}$$

ist, und da kein elektrischer Strom im System fliesst, so ist

$$\int \left(\frac{\partial F}{\partial a}\delta a + \frac{\partial F}{\partial b}\delta b + \frac{\partial F}{\partial c}\delta c\right) d\tau = 0,$$

vorausgesetzt, dass die magnetische Induktion in jedem Punkte des Systems den solenoidalen Bedingungen genügt. Nun ist

$$\frac{\partial F}{\partial \Theta} = -\Phi,$$

$$\delta\Phi = -\frac{\partial(\Phi\delta u')}{\partial x} - \frac{\partial(\Phi\delta v')}{\partial y} - \frac{\partial(\Phi\delta w')}{\partial z},$$

$$\delta\varrho = -\frac{\delta v}{v^2} = -\frac{\partial(\varrho\delta u')}{\partial x} - \frac{\partial(\varrho\delta v')}{\partial y} - \frac{\partial(\varrho\delta w')}{\partial z}.$$

Daraus folgt unmittelbar:

$$\int \Big[\Big\{-\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0 - \frac{1}{v}\frac{\partial}{\partial x}\left(v^2 \frac{\partial F}{\partial v}\right) + \Phi\frac{\partial\Theta}{\partial x} - g\varrho\Big\} \delta u' + \ldots\Big] d\tau = 0.$$

Nun ist offenbar

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\alpha}{4\pi}\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\beta}{4\pi}\frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\gamma}{4\pi}\frac{\partial c}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial v}\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\Phi\partial\Theta}{\partial x} + \left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_0,$$

so dass wir erhalten:

$$-\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial(vF)}{\partial v} + \frac{\alpha}{4\pi}\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\beta}{4\pi}\frac{\partial b}{\partial x} + \frac{\gamma}{4\pi}\frac{\partial c}{\partial x} - g\varrho = 0 \quad (3)$$

und zwei weitere ähnliche Gleichungen.

Nun ist

$$\frac{\partial(vF)}{\partial v} = \frac{a\alpha + b\beta + c\gamma}{4\pi} - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{v}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial v} - p, \quad (4)$$

wo p der Druck ist.

Mit Hilfe von (4) und der Gleichung

$$\frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} + \frac{\partial c}{\partial z} = 0$$

kann man (3) auf die Form bringen:

$$\frac{\partial}{\partial x}\left\{p + \frac{\psi}{4\pi} + \frac{v}{4\pi}\frac{\partial\psi}{\partial v} - \frac{a\alpha}{4\pi}\right\} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial y}(b\alpha) - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial}{\partial z}(c\alpha) - \varrho g = 0. \quad (5)$$

Es ist klar, dass (1) und (5) miteinander vereinbar sind.

In derselben Arbeit giebt Koláček die Ausdrücke für die Komponenten der vom

Magnetismus herrührenden mechanischen Kraft für die Volumeneinheit in einem Medium, welches einen elektrischen Strom trägt. Mir scheint aber seine Überlegung nicht ganz streng zu sein, denn er benutzt eine Gleichung, welche nur gültig ist für den Fall, dass ein magnetisches Potential vorhanden ist. Er nimmt auch an, dass der durch Verdrehung eines longitudinal magnetisierten Kreisdrahtes erzeugte elektrische Strom über jeden Drahtquerschnitt gleichförmig sei. Das ist indessen nicht der Fall. Wenn ausser dem natürlich isotrop vorausgesetzten Drahte keine Quelle elektromotorischer Kraft vorhanden ist, und wenn der spezifische Widerstand durch die Verdrehung nicht verändert wird, so lässt sich beweisen, dass die gesamte Elektrizitätsmenge, welche durch die Flächeneinheit eines senkrecht zur Achse geführten Querschnitts in der Entfernung r von der Drahtachse in positiver Richtung fliesst, angenähert

$$\frac{k'' \mathfrak{H} \tau l}{2 R^2 R_1 (R_1 + R_2)} \{2 (R^2 - r^2) R_1 + (R^2 - 2 r^2) R_2\}$$

ist, wo R der Radius des Drahtes, l seine Länge, R_1 sein Widerstand, R_2 der äussere Widerstand, und die cirkulare Magnetisierung am gleichen Punkt $-\frac{k'' \mathfrak{H} \tau r}{2}$ ist.

In einer anderen Arbeit[1]) diskutiert F. Koláček den Fall eines longitudinal magnetisierten gleichförmigen Stabes in gleichförmiger Temperatur mit freier seitlicher Oberfläche, der jedoch an beiden Grundflächen, welche senkrecht zur Stabachse geführte Querschnitte bilden, mit der gesamten Spannung T gestreckt wird. Er setzt dabei

$$d' W = - m\, d\mathfrak{H} + T\, dl, \tag{6}$$

wo $d' W$ die an dem Stabe geleistete Arbeit, l seine Länge, m sein magnetisches Moment und $\mathfrak{H}$ die magnetische Kraft ist.

Es sei $d'w$ die an einem Teil des Stabes geleistete Arbeit, welcher ein Einheitswürfel im natürlichen Zustande ist, in welchem also die beiden Würfelflächen zur Stabachse senkrecht sind, und es sei T' die auf eine dieser Flächen wirkende Kraft. Nehmen wir nun die z-Achse parallel zur Stabachse an, so erhalten wir aus (6):

$$d'w = -\frac{(1 + x_x + y_y + z_z)(\mathfrak{B} - \mathfrak{H})\, d\mathfrak{H}}{4\pi} + T'\, dz_z, \tag{7}$$

wo $\mathfrak{B}$ die magnetische Induktion ist. Ist T_0' der Wert von T' für $\mathfrak{H} = 0$, so ist annäherungsweise

$$T' = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \psi}{\partial z_z} + \frac{\mathfrak{H}^2}{8\pi}. \tag{8}$$

Wir haben angenommen, dass die magnetische Kraft parallel zur Stabachse sei, eine Annahme, die unter den günstigsten Bedingungen in der Wirklichkeit nur angenähert erfüllt werden kann. Behalten wir die gleiche Annahme bei, und betrachten wir das den Stab umgebende Medium als unmagnetisch, so sehen wir aus (1), dass der vom Magnetismus herrührende Oberflächenzug, der von aussen an einer der Grundflächen senkrecht zur Stabachse wirkt, gleich

$$\frac{\psi}{4\pi} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \psi}{\partial z_z} - \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} - \frac{\mathfrak{H}'^2}{8\pi} + \frac{\mathfrak{B}'\mathfrak{H}'}{4\pi}$$

ist, wo sich $\mathfrak{B}'$ und $\mathfrak{H}'$ auf das umgebende Medium beziehen. Hier ist die äussere an der Grundfläche angreifende Spannung

$$T_z = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \psi}{\partial z_z} + \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} - \frac{\mathfrak{B}^2}{8\pi} \tag{9}$$

Vergleichen wir (8) mit (9), so können wir mit Sicherheit schliessen, dass T' nicht die von dem mit dem Stab in Kontakt befindlichen äusseren Medium ausgeübte Spannung ist, und dass daher T nicht die gesamte äussere auf die Grundflächen des Stabes wirkende Spannung ist.

A. Heydweiller[1]) stellt statt der Gleichung (6) die folgende auf:

$$d' W = \frac{V \mathfrak{H}\, d\mathfrak{B}}{4\pi} + \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} dV + T\, dl, \tag{10}$$

wo V als eine Funktion von $\mathfrak{H}$, l und Θ angesehen werden kann. Wird die seitliche Oberfläche einer gleichförmigen Spannung T_1 für die Flächeneinheit ausgesetzt, so giebt die gleiche Überlegung, welche zur obigen Gleichung geführt hat, statt (7) die Gleichung

$$d'w = \frac{(1 + x_x + y_y + z_z)\, \mathfrak{H}\, d\mathfrak{B}}{4\pi} + \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi} d(x_x + y_y + z_z) + T_1 d(x_x + y_y) + T' z_z. \tag{11}$$

Wir können nun in (11) $\mathfrak{H}$, $x_x + y_y$, z_z und Θ als unabhängige Variabeln betrachten und erhalten dann unmittelbar:

$$T' = T_0' - \frac{\psi}{4\pi} - \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \psi}{\partial z_z}.$$

Wir sehen also, wie oben, dass T nicht die ganze äussere Spannung ist, was Heydweillers Annahme widerspricht.

Vielleicht ist einer der Hauptzwecke der oben angeführten Arbeit Heydweillers, die Abhängigkeit des Youngschen Modulus von $\mathfrak{H}$ zu diskutieren. Die einfachste Annahme für diesen Zweck ist vielleicht die, die freie Energie für die Volumeneinheit als eine Integralfunktion zweiten Grades für $x_x, y_y \ldots z_z$ zu setzen. Wir können hier für einen natürlich isotropen festen Körper schreiben:

$$\frac{\psi}{4\pi} = \frac{\mathfrak{H}^2}{8\pi} + \int_0^{\mathfrak{H}} k\, \mathfrak{H}\, d\mathfrak{H} - K_1 (x_x + y_y + z_z) - K_2$$

1) F. Koláček, Ann. d. Phys. (4) **14**, 177, 1904.

1) A. Heydweiller, Ann. d. Phys. (4) **11**, 602, 1903.

$$(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)$$

$$-\frac{L_1}{2}(x_x + y_y + z_z)^2 - \frac{L^2}{2}\Big(x_x^2 + y_y^2 + z_z^2 + \frac{1}{2}(y_z^2 + z_x^2 + x_y^2)\Big)$$

$$-\frac{L_3}{2}(x_x + y_y + z_z)^2(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)$$

$$-\frac{L_4}{2}\left\{\left(\alpha x_x + \frac{\beta x_y}{2} + \gamma\frac{z_x}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha x_y}{2} + \beta y_y + \gamma\frac{y_z}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha z_x}{2} + \beta\frac{y_z}{2} + \gamma z_z\right)^2\right\}$$

$$-\frac{L_5}{2}(\alpha^2 x_x + \beta^2 y_y + \gamma^2 z_z + \beta\gamma y_z + \gamma\alpha z_x + \alpha\beta x_y)^2, \quad (12)$$

wo k die Suszeptibilität für keinerlei Deformation ist und K_1, K_2, L_1, L_2 . . : L_5 Funktionen von $\mathfrak{H}$ und Θ allein sind.

Es seien X_x, Y_y . . . X_y die Druckkomponenten und c_1 und c_2 zwei elastische Konstanten, so dass

$$-X_x = c_1(x_x + y_y + z_z) + c_z x_x,$$

— — — — — — — — — — —

— — — — — — — — — — —

$$-Y_z = \frac{c_2 y_z}{2}$$

— — — —.

— — — —.

Dann ist unter Vernachlässigung der Schwerkraft im Innern der magnetischen Substanz im Gleichgewichtszustand

$$\frac{\partial X_x}{\partial x} + \frac{\partial X_y}{\partial y} + \frac{\partial X_z}{\partial z} = \Xi;$$

— — — — — — — — — —.

— — — — — — — — — —.

Nehmen wir die Richtung der magnetischen Kraft parallel zur z-Achse an und setzen wir die Werte für Ξ, H, Z in (1) und (12) ein, so erhalten wir aus obigen Gleichungen:

$$\frac{\partial \Xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \Xi_y}{\partial y} + \frac{\partial \Xi_z}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0,$$

$$\frac{\partial Z_x}{\partial x} + \frac{\partial Z_y}{\partial y} + \frac{\partial Z_z}{\partial z} = 0,$$

wo

$$-\Xi_x = (c_1 + L_1)(x_x + y_y + z_z) + (c_2 + L_2)x_x + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}z_z,$$

$$-H_y = (c_1 + L_1)(x_x + y_y + z_z) + (c_2 + L_2)y_y + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}z_z,$$

$$-Z_z = \left(c_1 + L_1 + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2}\right)(x_x + y_y + z_z) + \left(c_2 + L_2 + \frac{L_3\mathfrak{H}^2}{2} + L_4\mathfrak{H}^2 + L_5\mathfrak{H}^4\right)z_z,$$

$$-H_z = Z_y = \frac{1}{2}\left(c_2 + L_2 + \frac{L_4\mathfrak{H}^2}{2}\right)z_z,$$

$$-Z_x = -\Xi_z = \frac{1}{2}\left(c_2 + L_2 + \frac{L_4\mathfrak{H}^2}{2}\right)z_x,$$

$$-\Xi_y = -H_x = \frac{1}{2}(c_2 + L_2)x_y$$

ist.

Wir betrachten nun einen sehr langen longitudinal magnetisierten Stab in einer gleichförmigen Temperatur. Wir nehmen an, die einzige auf die seitliche Oberfläche des Stabes wirkende Kraft sei der atmosphärische Druck Π, und die Komponenten der auf eine Einheitsfläche an dem vom Anfangspunkte entfernteren Ende des Stabes wirkenden äusseren Kräfte seien T_x, T_y, $T_z - \Pi$. Dann sind die an der seitlichen Oberfläche zu erfüllenden Grenzbedingungen, unter Vernachlässigung der Oberflächenspannung:

$$l'\Xi_x + m'\Xi_y = l'\left(\pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1\right),$$

$$l'H_x + m'H_y = m'\left(\pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1\right),$$

wo Ξ_x, H_y . . . die Werte von Ξ_x, H_y . . . an der Grenze und l', m', 0 die Richtungskosinus der nach aussen gerichteten Normalen zur seitlichen Oberfläche sind. Die an den Grundflächen zu erfüllenden Grenzbedingungen sind dann:

$$\Xi_z = -T_x,$$

$$H_z = -T_y,$$

$$Z_z = -T_z + \pi - 2\pi k^2\mathfrak{H}^2 - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1 + K_2\mathfrak{H}^2.$$

Hier kann man Ξ_x, . . . Ξ_y ansehen als Komponenten einer Art von Druck und die Deformation als Resultante zweier Deformationen, von denen die eine gleichförmig ist und herrührt vom Druck $\Pi - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1$ auf die seitliche Oberfläche und dem Druck $\Pi - 2\pi k^2\mathfrak{H}^2 - \int_0^{\mathfrak{H}} k\mathfrak{H}\,d\mathfrak{H} + K_1 + K_2\mathfrak{H}^2$ auf die Grundflächen, während die andere von der Kraft (T_x T_y T_z) herrührt. Die letztere kann gelöst werden nach der von Saint-Venant angenommenen Methode. Ich werde einige der Ergebnisse angeben.

Aus (12) ersehen wir, dass die Intensität der Magnetisierung in Richtung der z-Achse ist:

$$\mathfrak{J} = k\mathfrak{H} - \frac{\partial K_1}{\partial\mathfrak{H}}(x_x + y_y + z_z) - \frac{\partial K_2\mathfrak{H}^2}{\partial\mathfrak{H}}z_z - \frac{1}{2}\frac{\partial L_1}{\partial\mathfrak{H}}(x_x + y_y + z_z)^2$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial L_2}{\partial\mathfrak{H}}\left\{x_x^2 + y_y^2 + z_z^2 + \frac{1}{2}(y_z^2 + z_x^2 + x_y^2)\right\} -$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial(L_3\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}(x_x+y_y+z_z)z_z$$

$$-\frac{1}{2}\frac{\partial(L_4\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}\left(z_z^2+\frac{y_z^2}{4}+\frac{z_x^2}{4}\right)-\frac{1}{2}\frac{\partial(L_5\mathfrak{H}^4)}{\partial\mathfrak{H}}z_z^2.$$

Es sei $\mathfrak{J}'$ das Verhältnis der gesamten Magnetismusmenge am Ende des Stabes zum natürlichen Querschnitt, M der Youngsche Modulus und σ das Poissonsche Verhältnis für Streckung in Richtung der Stabachse, und n der Widerstandskoeffizient gegen Verdrehung um dieselbe Achse. Nimmt man dann L_1, L_2, $L_3\mathfrak{H}^2$, $L_4\mathfrak{H}^2$, $L_5\mathfrak{H}^4$ als sehr klein gegenüber c_1 und c_2 an, so erhält man annäherungsweise:

$$\left(\frac{\partial T_z}{\partial\mathfrak{H}}\right)_{T_z=o}=\frac{(1-2\sigma)}{M}\left(k\mathfrak{H}-\frac{\partial K_1}{\partial\mathfrak{H}}\right)+\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}-$$

$$\frac{1}{M}\frac{\partial(K_2\mathfrak{H})}{\partial\mathfrak{H}}$$

$$=\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}+\frac{(1-2\sigma)}{M}k\mathfrak{H}+\frac{2\pi}{M}\cdot\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}$$

$$=\frac{\partial\mathfrak{J}'}{\partial T^2}+\frac{k\mathfrak{H}}{M}-\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}},$$

$$\frac{\partial^2\mathfrak{J}}{\partial T_z^2}=\frac{\partial^2\mathfrak{J}'}{\partial T_z}+\frac{4\sigma}{M}\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}=-\frac{1}{M^2}\frac{\partial M}{\partial\mathfrak{H}}. \quad (13)$$

Ist $\frac{(1-2\sigma)\mathfrak{H}}{M}+\frac{2\pi}{M}\frac{\partial(k^2\mathfrak{H}^2)}{\partial\mathfrak{H}}$ klein gegenüber $\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}$, so ist

$$\frac{\partial T_z}{\partial\mathfrak{H}}=\frac{\partial\mathfrak{J}}{\partial T_z}. \quad (14)$$

(13) und (14) sind identisch mit den entsprechenden Gleichungen Heydweillers.[1]) Hier ist zu bemerken, dass der Youngsche Modulus, wie er nach der Methode der Durchbiegung erhalten wird, theoretisch derselbe ist, wie der nach der Methode der Längsausdehnung erhaltene. Wir haben also angenähert

$$\frac{\partial^2\mathfrak{J}'}{\partial L^2}=\frac{1}{n\nu\omega}\frac{\partial n}{\partial\mathfrak{H}},$$

wo L der Torsionswinkel, ν die Torsionsfestigkeit und ω der Querschnitt ist.

R. Gans[2]) nimmt an, dass die Permeabilitätsänderung durch Deformation sei:

$$\Delta\mu=\frac{\beta'}{2}(x_x+y_y+z_z+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)(l_1^2x_x+$$

$$m_1^2y_y+\ldots.+l_1m_1x_y),$$

wo l_1, m_1, n_1 die Richtungskosinus der magnetischen Kraft und α', β' von $\mathfrak{H}$ und Θ abhängige Grössen sind. Wenn dies richtig wäre, so könnte man schreiben:

$$a=\mu_0\alpha+\frac{\beta'\alpha}{2}(x_x+y_y+z_z)+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)\frac{\alpha}{\mathfrak{H}^2}$$

$$(\alpha^2x_x+\beta^2y_y+\cdot\cdot\cdot\cdot+\alpha\beta x_y),$$

$$b=\mu_0\beta+\frac{\beta'\beta}{2}(x_x+y_y+z_z)+\left(\alpha'-\frac{\beta'}{2}\right)\frac{\beta}{\mathfrak{H}_2}$$

$$(\alpha^2x_x+\beta^2y_y+\cdot\cdot\cdot\cdot+\alpha\beta x_y),$$

$$c=\cdot\cdot\cdot\cdot\cdot,$$

wo μ_0 die Permeabilität ohne Deformation ist. Es ist aber

$$\frac{\partial a}{\partial\beta}=\frac{\partial b}{\partial\alpha},$$

woraus wir erhalten:

$$\alpha'-\frac{\beta'}{2}=0.$$

Die resultierenden Gleichungen für a, b, c können nur für unendlich kleine Deformationen von Flüssigkeiten richtig sein.

Nachschrift. — Im Nachwort zu der Arbeit von H. Rensing[1]), welche mir erst zugänglich geworden ist, nachdem ich die vorstehende Arbeit vor der Physikalisch-Mathematischen Gesellschaft zu Tokyo vorgetragen hatte, berichtigt Heydweiller seine Grundgleichungen für die an dem magnetischen Körper geleistete Arbeit und setzt für den Faktor von dV die Grösse $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{8\pi}$ statt $\frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{4\pi}$. An dem Wesentlichen meines Einwandes gegen seine Methode wird indessen durch diese Modifizierung der Grundgleichung nichts geändert.

1) H. Rensing, Diss., Münster i. W. 1904. — Ann. d. Phys. (4) **14**, 363, 1904.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 31. Oktober 1904.)

Über die Magnetisierung und die magnetische Längenänderung in ferromagnetischen Metallen und Legierungen bei Temperaturen zwischen —186° und 1200° C.

Von K. Honda und S. Shimizu.[1])

In Vol. II Nr. 3 der Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society (diese Zeitschr. **5**, 40—42, 1904) haben wir die Ergebnisse unserer Versuche über den gleichen Gegenstand veröffentlicht. Die Versuche wurden hierbei in der Weise ausgeführt, dass wir das Probestück in flüssige Luft tauchten, und die Ergebnisse wurden mit den bei gewöhnlicher Temperatur gewonnenen verglichen. Im vorliegenden Falle wurde die Untersuchung weiter ausgedehnt auf einige Temperaturen zwischen —186° und 1200° C. Unsere Untersuchung bestand aus zwei Teilen: 1. dem Versuch bei niederen Temperaturen und 2. dem bei hoher Temperatur. Wir untersuchten fünf ferromagnetische Metalle und zwölf Proben von Nickelstahl. (Diese

1) A. Heidweiller, a. a. O.

2) R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **13**, 634, 1904.

1) Reports of the meetings of the Tokyo Physico-Mathematical Society **2**, Nr. 14, 1904.

Nickelstahlproben waren uns von Herrn Ch. Ed. Guillaume freundlichst zur Verfügung gestellt worden.) Alle Stücke wurden in Form von Ovoiden untersucht, deren grössere Achse 20 cm und deren kleinere 1 cm betrug.

Um konstante Temperaturen zwischen der gewöhnlichen Temperatur und derjenigen der flüssigen Luft zu erhalten, wurde eine Methode langsamer Abkühlung angewandt. Der Probenhalter in unserem früheren Apparat wurde wasserdicht mit einem Messingcylinder umgeben und eine geeignete Menge flüssiger Luft in den Zwischenraum zwischen dem Cylinder und der Dewarschen Röhre gegossen. Wenn die Abkühlung ihr Maximum erreicht hatte, wurde die Beobachtung in der gleichen Weise wie bei unseren früheren Versuchen vorgenommen. Während einer Beobachtungsreihe, welche gewöhnlich mehrere Minuten in Anspruch nahm, überschritt die Temperaturänderung den Betrag von einem Grad nicht. Der Versuch wurde stets mit frisch ausgeglühten Prüfstücken begonnen. Die Temperatur des Prüfstücks wurde durch ein Thermoelement aus Platin und Neusilber gemessen, welches mit dem Prüfstück in Berührung gebracht wurde.

Im zweiten Teile unserer Untersuchungen massen wir die Magnetisierung auf verschiedenen Stufen sowohl bei aufsteigender als auch bei absteigender Temperatur. Die Messung der Längenänderung durch dieMagnetisierung liessen wir für eine spätere Gelegenheit zurück.

Die Erwärmung bewirkten wir durch einen elektrischen Strom; die Heizspule war induktionsfrei aus 0,4 mm dickem Platindraht mit zwei Windungen auf den cm gewickelt. Sie wurde dann dick mit Asbestpapier umhüllt. Die Temperatur des Prüfstücks massen wir mittels eines Thermoelements aus Platin und Platin-Rhodium, das mit dem Prüfstück in Berührung gebracht wurde. Ein durch die Heizspule fliessender Strom von 5 Amp. reichte hin, die Temperatur im Innern derselben auf 1200° C. zu erhöhen.

Die Magnetisierung wurde in üblicher Weise nach der magnetometrischen Methode gemessen; die Magnetisierungsspule wurde durch eine Wasserspülungsvorrichtung vor Erhitzung geschützt. Sie war auch mit einer Erdkompensierungsspule versehen.

Der Versuch wurde in der Reihenfolge ausgeführt, dass eine ganze Versuchsreihe einen vollständigen Kreis in Bezug auf die Temperatur bildete. Einige bemerkenswerte Ergebnisse sollen in den folgenden Zeilen mitgeteilt werden.

Längenänderung durch Magnetisierung.

Die magnetische Längenänderung in ferromagnetischen Metallen wird durch den Abkühlungsprozess wenig beeinflusst. Bei Nickelstahl ist die Wirkung ziemlich gross. In Figur 1 sind die Kurven gezeichnet, welche den Temperatureffekt für vier Nickelstahlsorten zeigen. In jedem Falle verlaufen die Temperatureffekte auf die Längenänderung und auf die Magnetisierung parallel zueinander.

Bei Nickelstahlsorten wächst die magnetische Längenänderung in schwachen Feldern allmählich mit sinkender Temperatur, bis sie ein Maximum erreicht, worauf sie wieder abnimmt. Wenn das Feld stärker wird, so tritt die maximale Verlängerung bei tieferer Temperatur ein und verschwindet zuletzt. Diese Änderungen sind den Nickelstahlsorten von höherem Prozentgehalt als 28,32 Proz. gemeinsam; bei geringerem Prozentgehalt wachsen bei konstanter Feldstärke die Verlängerungen mit sinkender Temperatur erst langsam, dann schnell und nähern sich bald asymptotisch einem Grenzwert.

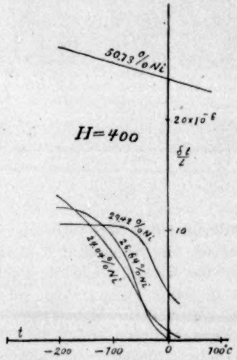


Fig. 1.

Magnetisierung.

Während die Magnetisierung von Eisen, Nickel und Kobalt durch Abkühlung wenig beeinflusst wird, wird sie im Gegensatz hierzu durch Erwärmung merklich verändert. Die Temperaturen, bei welchen die Magnetisierung dieser Metalle fast verschwindet, also die kritischen Temperaturen, sind bezw. 780° C., 360° C. und 1090° C. Diese Werte stimmen gut überein mit denjenigen, welche frühere Experimentatoren gefunden haben. Wir bemerkten auch die schwache Magnetisierung jenseits des kritischen Punktes, die zuerst von Curie beobachtet worden ist. Obschon Nickel seine Magnetisierung schon bei 360° C. verliert, erfolgt doch deren weitere Abnahme sehr langsam, und selbst bei 1200° C. ist noch eine Magnetisierung von 12 C.G.S-Einheiten bemerkbar. Der Magnetisierungskreis von ausgeglühtem Kobalt [1]) in

1) Die Magnetisierung von ausgeglühtem Kobalt wurde zuerst von H. Nagaoka und S. Kusakabe studiert.

Bezug auf die Temperatur ist sehr eigentümlich, wie aus Figur 2 (Ann. Co.) ersichtlich ist. Im aufsteigenden Temperaturast hat die Magnetisierungskurve ein kleines Minimum bei etwa 450° C.; dieser Punkt fällt nahezu zusammen mit der singulären Temperatur, welche wir bei der Längenänderung durch Magnetisierung gefunden haben. Bei dieser Temperatur wechselt für alle Felder die Längenänderung ihr Vorzeichen.

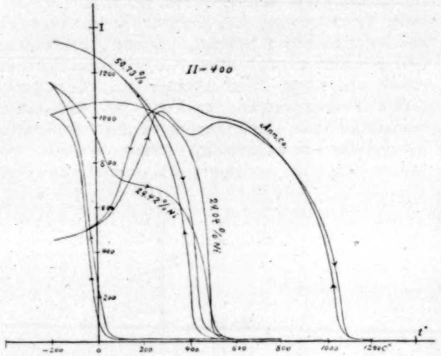


Fig. 2.

Die Änderung der Magnetisierung durch die Temperatur ist für reversible Nickelstahlsorten ähnlich wie für Nickel. Ein Beispiel dafür ist in Figur 2 gegeben (50,72 Proz. *Ni*). Die Art und Weise, wie sich die Magnetisierung irreversibler Nickelstahlsorten mit der Temperatur ändert, ist sehr auffällig. In Figur 2 sind zwei Beispiele hierfür gegeben (29,42 Proz. *Ni* und 24,04 Proz. *Ni*). Wenn die Temperatur von —186° C. ansteigt, nimmt die Magnetisierung für 29,42 Proz. *Ni* erst langsam, dann schnell ab, und nachdem sie einen Inflexionspunkt überschritten hat, wird die Abnahme langsam. Die Kurve geht dann durch einen zweiten Inflexionspunkt und beginnt bei Annäherung an die kritische Temperatur sehr schnell zu fallen. Ist diese Temperatur erreicht, so wird die Abnahme der Magnetisierung durch Erwärmung sehr klein, und die Kurve verläuft nahezu parallel zur Temperaturachse. Nach dem Verlauf der Kurve erscheint es wahrscheinlich, dass die Magnetisierung nicht ganz verschwindet, bis der Schmelzpunkt erreicht ist. Wird die Temperatur allmählich erniedrigt, so ist die Zunahme der Magnetisierung sehr gering. Dieser Zustand hält an, bis die Temperatur auf etwa 100° C. sinkt. Dann wird die Zunahme sehr rapid. Die Magnetisierung dieser Probe zeigt also in Bezug auf die Temperatur eine bemerkenswerte Hysteresis.

Diese Art der Magnetisierungsänderung mit der Temperatur ist anderen irreversiblen Nickelstahlsorten gemeinsam. Mit abnehmendem Prozentgehalt an Nickel wird der konkave Teil des aufsteigenden Astes schwächer und schwächer, und bei 24,40 Proz. und 24,04 Proz. *Ni* verschwindet er in starken Feldern beinahe. Die zur letztgenannten Legierung gehörige Kurve ist in Figur 2 wiedergegeben (24,04 Proz. *Ni*). Augenscheinlich sind die beiden Kurvenformen für Nickelstahl von 29,42 Proz. und 24,04 Proz. *Ni* weit voneinander verschieden. Vergleicht man aber die Kurven für zwei aufeinander folgende Nickelstahlsorten, so kann man Übergangsstufen von einer Form zur andern verfolgen.

Eine eigentümliche Erscheinung verdient hervorgehoben zu werden. Wenn man an einem Punkt des aufsteigenden Astes des Temperaturkreises die Temperatur auf die gewöhnliche reduziert, so wird der Weg von dem aufsteigenden durchaus verschieden. Erhöht man jedoch die Temperatur wieder auf ihren früheren Wert, so fällt der Weg mit dem früheren nahezu zusammen; der weitere Temperaturzuwachs verringert die Magnetisierung in der Weise, dass durch den Abkühlungsprozess die Magnetisierung nicht unterbrochen wird. So kann in irreversiblen Nickelstahlsorten die Magnetisierung bei gewöhnlicher Temperatur innerhalb gegebener Grenzen jeden beliebigen Wert haben, wenn das Probestück einmal auf geeignete Temperatur erhitzt worden ist. Becquerel, der zuerst die magnetischen Eigenschaften eines irreversiblen Nickelstahls untersucht hat, fand, dass es bei dieser Legierung zwei Zustände stabilen Gleichgewichts gebe; nach unseren Ergebnissen giebt es indessen unendlich viele Zustände stabilen Gleichgewichts.

Die kritischen Temperaturen der Legierungen sind in den folgenden Tabellen aufgeführt:

Reversible Nickelstahlsorten.

Legierungen	70,32 Proz.	50,73 Proz.	46 Proz.	36 Proz.
Aufsteig. Ast	660° C.	490° C.	412° C.	255° C.
Absteig. Ast	—	460° C.	395° C.	240° C.

Irreversible Nickelstahlsorten.

Legierungen	29,42 Proz.	29 Proz.	28,72 Proz.	28,32 Proz.
Aufsteig. Ast	530° C.	530° C.	530° C.	510° C.
Absteig. Ast	50	141	80	50

Legierungen	26,64 Proz.	24,40 Proz.	24,04 Proz.
Aufsteigender Ast	510° C.	580° C.	520° C.
Absteigender Ast	10	130	40

Aus obigen Tabellen ersieht man, dass die kritische Temperatur im absteigenden Ast des Temperaturkreises im allgemeinen mit Abnahme des Prozentgehaltes an Nickel bis auf 26,64 Proz. abnimmt. Bei Abnahme des Nickelgehaltes von

70,32 Proz. auf 26,64 Proz. fällt die kritische Temperatur von einigen Hundert Graden bis auf gewöhnliche Temperatur. Es ist nun höchstwahrscheinlich, dass 25prozentiger Nickelstahl, der sowohl bei gewöhnlicher Temperatur als auch bei derjenigen der flüssigen Luft schwach magnetisch ist, stark magnetisch werden würde, wenn man die Abkühlung noch weiter treiben würde. Es dürfte interessant sein, zu untersuchen, ob andere unmagnetische Legierungen, welche aus einem magnetischen und einem unmagnetischen Metall bestehen, bei Abkühlung auf genügend tiefe Temperatur eine ähnliche Erscheinung aufweisen würden.

Die allgemeinen Ergebnisse über die Magnetisierung stimmen überein mit denen von J. Hopkinson, F. Osmond, Ch. Ed. Guillaume, Le Chatelier, E. Dumont und L. Dumas.

Hysteresis-Verlust.

Die Hysteresis untersuchten wir bei Zimmertemperatur und bei derjenigen der flüssigen Luft. Die Flächen der Hysteresisschleifen wurden sorgfältig mit einem Planimeter ausgemessen.

Bei Abkühlung in flüssiger Luft nimmt der Hysteresisverlust in schwedischem Eisen bei schwachen Induktionen ab und bei starken zu. Fleming und Dewar fanden keinen Einfluss der Abkühlung auf den Hysteresisverlust in schwedischem Eisen. In Tungsten-Stahl tritt dieselbe Änderung auf mit Ausnahme der kleinen anfänglichen Zunahme. Bei Nickel, gegossenem und ausgeglühtem Kobalt nimmt der Hysteresisverlust durch Abkühlung stets zu.

Der Hysteresisverlust in Nickelstahlsorten bei gewöhnlicher Temperatur ist im allgemeinen klein im Vergleich zu demjenigen von Eisen oder Stahl. Diese Werte sind jedoch für reversible Legierungen vergleichbar mit denen für Nickel; für irreversible Legierungen sind sie aber alle sehr klein. Speziell Nickelstahl von 28,32 Proz. *Ni* umschliesst fast gar keine Fläche und giebt für den Hysteresisverlust nur 20 *Erg* bei $\mathfrak{B} = 1000$ C.G.S. Bei Abkühlung der Legierungen in flüssiger Luft wächst der Hysteresisverlust beträchtlich. Bei irreversiblen Legierungen beobachtet man eine ausserordentliche Zunahme.

Die Formel von Steinmetz für die Beziehung zwischen Hysteresisverlust und Induktion gilt für Nickel und ausgeglühten Kobalt bis zu einer Induktion von 3000 C.G.S.; für gegossenen Kobalt und Tungsten-Stahl gilt sie bis zu einer Induktion von 8000 C.G.S.; für schwedisches Eisen endlich verliert sie ihre Gültigkeit jenseits einer Induktion von 18000 C.G.S. Werden indessen die Proben in flüssiger Luft gekühlt, so wird der Gültigkeitsbereich der Formel in Bezug auf die Induktion merklich erweitert.

Für Nickelstahlsorten, besonders für die irreversiblen, gilt die Formel von Steinmetz nicht, ausgenommen bei sehr schwachen Induktionen. Sind jedoch die Legierungen einmal in flüssiger Luft gekühlt worden, so wird der Gültigkeitsbereich der Formel in Bezug auf die Induktion sehr vergrössert.

Schlussbemerkungen.

Die Thatsache, dass zwei stark magnetische Metalle eine unmagnetische Legierung zu bilden vermögen, scheint auf den ersten Blick gegen die molekulare Theorie des Magnetismus zu sprechen. Diese Schwierigkeit wird jedoch schwinden, wenn man annimmt, dass in schwach magnetisierbaren oder unmagnetischen Nickelstahlsorten die konstituierenden Metalle ihre Magnetisierbarkeit nicht verlieren oder verringern, sondern dass infolge irgendwelcher in der Molekularstruktur der Legierungen auftretenden Veränderungen, die kritische Temperatur im absteigenden Ast des Temperaturkreises auf eine tiefe Temperatur fällt, und dass daher die Legierungen sich verhalten wie eine schwach magnetische oder unmagnetische Legierung bei gewöhnlicher Temperatur. Dieselbe Bemerkung wird auch für eine unmagnetische Legierung gelten, die aus einem magnetischen und einem unmagnetischen Metall besteht. Die beiden folgenden Thatsachen sprechen zu Gunsten obiger Ansicht: 1. obwohl die Intensität der Magnetisierung von Nickelstahlsorten bei gewöhnlicher Temperatur nicht proportional derjenigen der konstituierenden Metalle ist, so folgt ihr Wert bei genügend tiefer Temperatur doch nahezu dem Additionsgesetz; 2. der Hysteresisverlust in irreversiblen Legierungen ist bei gewöhnlicher Temperatur ausserordentlich klein, entsprechend der Hysteresis von Eisen oder Nickel bei hohen Temperaturen; bei niedriger Temperatur wächst indessen sein Wert beträchtlich, entsprechend der Hysteresis von Eisen oder Nickel bei gewöhnlicher Temperatur.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 31. Oktober 1904.)

Über die Widerstandsänderung des Wismuts durch kleine magnetische Kräfte.

Von C. Carpini.

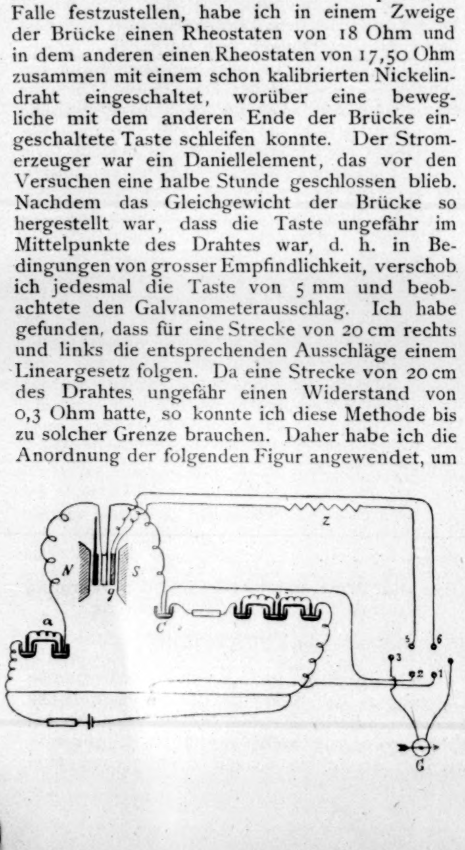
Viele Forscher haben die Widerstandsänderungen des Wismuts durch magnetische Felder studiert. Da die besten Versuche bei Feldstärken von mehr als 2000 E. gemacht wurden, so schien es mir wichtig, um eine

Lücke auszufüllen, solche Änderungen in einem zu den Kraftlinien senkrechten Wismutdraht zu studieren und zwar in Feldern von 0 bis 2000 E. Der Draht, den ich angewendet habe, war eine Spule von Hartmann & Braun, dessen Fläche 3,46 cm^2 betrug. Seinen Widerstand bei 0^0 habe ich in der Wheatstoneschen Brücke gemessen, indem ich, um Berührungswiderstände und kleine Kalibrierungsfehler zu eliminieren, die Anordnung von Prof. Dr. H. F. Weber angewendet habe. So habe ich 17,266 Ohm und einen Temperaturkoeffizienten 0,003539 gefunden.

Zur Messung der kleinen Widerstandsänderungen der Spule habe ich folgende Methode angewendet; wenn anfänglich die Brücke im Gleichgewicht ist, und nachher ändert sich der Widerstand eines Zweiges um eine sehr kleine Quantität ΔW, so ist es bekannt, dass der Strom i_g, welcher in dem Galvanometerzweige fliesst, gleich

$$i_g = C \cdot \Delta W$$

ist. Um diese Gleichheit in meinem speziellen Falle festzustellen, habe ich in einem Zweige der Brücke einen Rheostaten von 18 Ohm und in dem anderen einen Rheostaten von 17,50 Ohm zusammen mit einem schon kalibrierten Nickelindraht eingeschaltet, worüber eine bewegliche mit dem anderen Ende der Brücke eingeschaltete Taste schleifen konnte. Der Stromerzeuger war ein Daniellelement, das vor den Versuchen eine halbe Stunde geschlossen blieb. Nachdem das Gleichgewicht der Brücke so hergestellt war, dass die Taste ungefähr im Mittelpunkte des Drahtes war, d. h. in Bedingungen von grosser Empfindlichkeit, verschob ich jedesmal die Taste von 5 mm und beobachtete den Galvanometerausschlag. Ich habe gefunden, dass für eine Strecke von 20 cm rechts und links die entsprechenden Ausschläge einem Lineargesetz folgen. Da eine Strecke von 20 cm des Drahtes ungefähr einen Widerstand von 0,3 Ohm hatte, so konnte ich diese Methode bis zu solcher Grenze brauchen. Daher habe ich die Anordnung der folgenden Figur angewendet, um



die kleinen Widerstandsänderungen des Wismuts zu messen. Im Zweige der Brücke, wo die Spule war, habe ich einen kleinen, 0,04503 Ohm messenden Nickelwiderstand *a* eingeschaltet; diese kleine Spule konnte beliebig ein- und ausgeschaltet werden, je nachdem ein dicker Kupferdraht von zwei Quecksilbernäpfen herausgenommen oder eingetaucht wurde. In dem anderen Zweige der Brücke, ausser einem Rheostaten, habe ich auch einige Nickelinspulen *b* von verschiedenem Widerstand eingeschaltet, welche, wie der obengenannte, beliebig ein- und ausgeschaltet werden konnten. Die Taste *M* und der Quecksilbernapf *C* waren mit den Näpfen 1, 2 eines Kommutators verbunden; während in den zwei anderen 3, 4 ein Galvanometer eingestellt war. So konnte man das Galvanometer entweder mit dem Paar 1, 2 oder mit Paar 5, 6 zum angegebenen Zwecke verbinden. Ein Rheostat im Hauptzweige des Elementes regulierte die Stromintensität, welche in der Wismutspule nie grösser als 0,015 Amp. war; daher waren die von ihnen erzeugten Temperaturwirkungen während der Messung verschwindend klein. Nachdem durch Verschiebung der Taste *M* das Gleichgewicht in der Brücke hergestellt war, habe ich die Brücke geeicht, indem ich die kleine Spule *a* durch Herausnehmen des dicken Kupferdrahtes einschaltete; so erhielt ich auf dem Galvanometer einen Ausschlag *A*, welcher in den zahlreichen Messungsreihen nie mehr als 110 mm betrug. Bei solcher Empfindlichkeit konnte ich Widerstandsänderungen von 0,0004 Ohm abschätzen. Solche Eichung wurde am Ende jeder Versuchsreihe wiederholt und das Mittel von beiden Eichungen ergab die Konstante *C*, so dass

$$\Delta W = C \cdot A$$

war.

Nachdem der dicke Kupferdraht wieder an seine Stelle gesetzt war, liess ich das magnetische Feld auf die Wismutspule wirken und las den entsprechenden Galvanometerausschlag, welcher, in die obige Formel eingesetzt, ΔW giebt. Die Wismutspule war durch Watte vor kleinen Temperaturänderungen geschützt, ebenso wie alle Stellen der Brücke, wo zwei verschiedene Metalle in Berührung kamen: ein Thermometer zeigte den Temperaturgang der Spule.

J. Henderson hat gezeigt, dass die Widerstandsänderung auch eine Funktion der Temperatur ist; aus seinen Kurven geht hervor, dass innerhalb der eingehaltenen Temperaturgrenzen (19^0—22^0) der Einfluss verschwindend klein war. Die beschriebene Methode habe ich bis zu einer Widerstandsänderung von 0,3 Ohm angewendet; um dasselbe Prinzip weiter anwenden zu können, schaltete ich im Momente, wo sich das magnetische Feld bildete, je nach dem Fall,

eine oder zwei kleine Spulen b ein, indem ich so einen Teil von ΔW ausglich: wenn α der Galvanometerausschlag ist, ϱ der Widerstand der kleinen Spule b, wird auch

$$\Delta W = \varrho + \alpha c$$

sein. Ich habe mich überzeugt, dass diese Methode in diesem Fall anwendbar ist.

Zur Bildung des magnetischen Feldes habe ich einen Ruhmkorffschen Elektromagnet angewendet, dessen Polschuhe eine Fläche von 9,61 cm^2 hatten und 3,5 cm voneinander entfernt waren. Vorversuche zeigten mir, dass das magnetische Feld genügend homogen war. Um das gleiche Feld immer zu haben, kommutierte ich vielmal den magnetisierenden Strom vor den Messungen; nachher schloss ich den Galvanometerzweig und schaltete den Strom immer wieder in derselben Richtung ein. Zur ballistischen Messung des Feldes diente eine kleine Spule g aus dünnem Draht, dessen äussere Fläche 3,5 cm, seine Dicke 5 mm, die Windungsfläche 440,8 cm^2 war; durch einen veränderlichen Widerstand z konnte man diese Spule dem Galvanometer anschliessen, wenn die Wippe das Paar 3, 4 des Kommutators mit dem Paar 5, 6 verband. Die Galvanometerkonstante wurde durch zwei grosse, konaxiale Spulen bestimmt, deren gegenseitiges Potential bekannt war. Es ist selbstverständlich, dass ich bei diesen Messungen den remanenten Magnetismus berücksichtigt habe. Die Kurve, welche die Abhängigkeit von $\frac{\Delta W}{W}$ von der Feldstärke wiedergiebt, ist ein auf rechtwinkelige Achsen bezogener Hyperbelzweig, der durch den Koordinatenanfang läuft. Nach der Methode der kleinsten Quadrate finde ich folgende Gleichung der Kurve:

$$H^2 = \frac{\Delta W}{W}\left(\frac{\Delta W}{W} 46318 + 5727{,}3\right) \cdot 10^4.$$

Tabelle I.

H	$\frac{\Delta W}{W} \cdot 10^5$	H berechnet	Differenz %
50	4,32	49,5	+1,0
100	17,87	101,0	−1,2
200	66,05	105,0	+2,6
300	162,42	307	−2,3
400	287,01	410	−2,5
500	436,9	509	−1,8
600	606,4	603	−0,6
700	795,6	697	+0,4
800	1022,1	796	+0,5
900	1261,5	892	+0,9
1000	1539,4	991	+0,9
1100	1792,2	1084	+1,5
1200	2084,3	1181	+1,6
1300	2398,7	1281	+1,5
1400	2712,2	1378	+1,6
1500	3075,1	1483	+1,3
1600	3454,4	1591	+0,6
1700	3844,2	1699	0,0
1800	4272,1	1815	−0,8
1900	4721,3	1933	−1,2
2000	5187,4	2053	−2,6

Vorstehende Tabelle bringt die aus der Kurve berechneten Werte von H.

In der dritten Kolumne der vorstehenden Tabelle sind die Werte von H angegeben, welche aus der obigen Formel durch Ersetzung von $\frac{\Delta W}{W}$ mit den Werten der zweiten Kolumne berechnet wurden. Die Übereinstimmung ist befriedigend; daher kann man behaupten, dass das Gesetz der Veränderlichkeit des Wismutswiderstandes mit dem magnetischem Felde hyperbolisch ist. Ein solcher Resultat bestätigt die Versuche von Lenard und Henderson für Feldstärken über 2000 E., und erklärt auch, warum Goldhammer für schwache Felder ein parabolisches Gesetz aufgestellt hat.

Es ist bekannt, dass der Wismutwiderstand von seiner Richtung zu den Kraftlinien abhängig ist; daher schien es mir von Bedeutung den Fehler zu bestimmen, dem man begegnet, wenn bei der Bestimmung eines magnetischen Feldes mittels einer Wismutspule dieselbe nicht senkrecht zum Felde ist, d. h. wie sich der Widerstand mit dem Winkel ändert, den die Spule mit den Kraftlinien bildet. Zu diesem Zwecke habe ich auf den Spulenkopf eine Alhidade festgeklemmt, welche sich zur Winkelmessung auf einem in Graden geteilten Kreise drehen konnte. Die Spule wurde senkrecht zum Felde gestellt, indem man den grössten Galvanometerausschlag beobachtete; von diesem Orte aus wurden die Widerstandsänderungen für abnehmende Winkel von $11^0\,15'$ gemessen. In der ersten Kolumne folgender Tabelle sind die Winkel angegeben, die zweite und vierte geben die korrigierten Galvanometer-Ablesungen für zwei verschiedene Feldintensitäten, die dritte und fünfte Kolumne führen die berechneten Werte, wenn man ein sinoidales Gesetz für solche Änderungen annimmt und für die Amplitude der Sinuskurve die halbe Differenz der Grenzwerte bildet.

α	Feldstärke 582		300	
	Beobachtet	Berechn.	Beobachtet	Berechn.
0^0	199,5 mm	—	55,2 mm	—
$11^0\,15'$	202,4 „	202,7	56,2 „	55,1
$22^0\,30'$	211,0 „	212,0	58,5 „	58,6
$33^0\,45'$	224,4 „	225,9	62,4 „	62,5
45^0	243,0 „	242,4	66,6 „	66,9
$56^0\,15'$	259,0 „	258,7	71,2 „	71,4
$67^0\,30'$	273,1 „	272,7	75,3 „	75,3
$78^0\,45'$	282,4 „	281,9	77,7 „	77,7
90^0	285,2 „	—	78,7 „	—

Daher kann der Widerstand der Spule durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$W = W_0 + A\,(1 + \cos 2\,\alpha)$$

wo W_0 den Widerstand bei einem Winkel 0^0 darstellt.

J. Henderson studierte, ob Wismut, ebenso wie Eisen und Nickel, die Widerstandshysteresis erfährt; seine innerhalb der Fehlergrenze bleibenden Ergebnisse können die Frage nicht entscheiden. Wegen ihrer Empfindlichkeit war meine Methode geeignet, um eine solche Frage wieder in Angriff zu nehmen; nachdem ich von den Polschuhen des Elektromagnets die Spule entfernt hatte, kommutierte ich vielmals in den Windungen einen starken Strom, um ein bestimmtes grosses Feld zu erhalten. Nachdem der Strom unterbrochen wurde, brachte ich die Spule wieder an ihren Platz und schaltete den gleichen Strom wieder ein. Nach nochmaliger Stromunterbrechung zeigte das Galvanometer gar keine Änderung des ursprünglichen Widerstandes. Negative Resultate habe ich ebenfalls erhalten, wenn das magnetische Feld von einer grossen eisenfreien Spule erzeugt und wenn vorher die Wismutspule durch immer schwächere Wechselströme entmagnetisiert wurde. Daher kann man behaupten, dass bei der Änderung des elektrischen Widerstandes durch ein magnetisches Feld keine Hysteresis bemerkbar ist.

Anstatt solcher Hysteresis ist es wahrscheinlich, dass eine Art „viskose Hysteresis" vorhanden ist, d. h. die Widerstandsänderungen folgen den Feldänderungen nicht unmittelbar. In der That fand Eichhorn, indem er den Widerstand einer in einem ungleichförmigen 7000 E.-Felde beweglichen Wismutspule studierte, dass der Widerstand der beweglichen Spule kleiner als derjenige der ruhenden ist, wenn die Bewegung von einem schwachen zu einem grossen Felde geschieht, grösser aber in dem entgegengesetzten Falle. Daher schien es mir von Bedeutung, das Verhalten des Widerstandes zu verfolgen, wenn die Spule sich in einem magnetischen Wechselfelde befindet. Ein Elektrodynamometer mass die Intensität des fünfzigperiodigen Wechselstromes, welche sich zwischen 10 und 20 Ampère änderte. Vergleicht man die hierbei erhaltenen Resultate mit den mit einem Gleichstrom gleicher Intensität erhaltenen Werten, so zeigt es sich, dass die Erscheinung komplizierter Natur zu sein scheint und wahrscheinlich sowohl von der Periode als auch von der Amplitude des Wechselstromes abhängig ist. Man kann aber behaupten, dass der Mittelwiderstand in einem Wechselfelde viel kleiner ist als der entsprechende für ein konstantes von einem Gleichstrom erzeugtes Feld, dessen Intensität gleich dem effektiven Werte des Wechselstromes ist.

Am Schlusse sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. H. F. Weber für das zur Verfügung gestellte Beobachtungsmaterial und die erteilten Ratschläge meinen innigsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 21. November 1904.)

Über Aktinium-Emanium.

Von F. Giesel.

(Erwiderung an Herrn A. Debierne.)

In dieser Zeitschrift **5**, 732, 1904 hat Herr Debierne eine Mitteilung über Aktinium in Bezug auf mein Emanium gebracht. Da diese Abhandlung den Eindruck macht, als habe Herr Debierne die Klärung dieser Angelegenheit herbeiführen müssen und auch manches in einem falschen Lichte dargestellt ist, so sehe ich mich zu folgender Berichtigung veranlasst.

Die Gelegenheit zu vergleichenden Prüfungen habe ausschliesslich ich gegeben und zwar durch meinen Besuch in Paris und durch die Überlassung von Emaniumpräparaten an Forscher. Herr Debierne hat auf alle[1]) meine Publikationen, die sich auf einen Zeitraum von drei Jahren erstrecken, mit Stillschweigen geantwortet, wiewohl ich von Anfang an immer auf eine mögliche Identität mit Aktinium hingewiesen habe. Er ist auch meiner wiederholten Bitte um Überlassung einer kleinen Probe seines Präparates zwecks Vergleich nicht nachgekommen, obgleich ich an Frau Curie eine Probe meines Präparates gesandt hatte. Ohne direkten Vergleich war für mich eine Feststellung nach den früheren mangelhaften Angaben über Aktinium unmöglich. Auch heute bestehen deshalb noch Zweifel bezüglich der Abklingungskonstanten.[2])

Ich habe an meinen Präparaten, neben den für eine Identität mit Aktinium sprechenden Eigenschaften, auch so viel neue angegeben, die vom Aktinium weder bekannt waren, noch später angegeben wurden, dass ich schliesslich, da eine Bestätigung der prägnantesten Eigenschaft ausblieb, meiner Substanz den Namen „Emanium" gab. Dass ich damit vorsichtig und zögernd zu Werke ging, geht aus meinen Abhandlungen hervor.

Wenn Herr Debierne sagt: „Die Emanation ruft natürlich die Phosphoreszenz verschiedener Substanzen hervor, besonders die vom Zinksulfid; wie bei der Radiumemanation kann man dann an dieser die von Crookes entdeckte Szintillationserscheinung beobachten" — so bemerke ich hierzu, dass das gar nicht natürlich ist; das ist erst von mir festgestellt worden. Ich habe gezeigt, dass grade die Wir-

1) Ber. **35**, 3608, 1902; **36**, 342, 1903; **37**, 1696, 1904.
2) Vergl. Berichte **37**, 3963, 1904.

kung auf den Zinksulfidschirm meine Substanz hervorragend charakterisiert und dass sie verschieden ist von derjenigen des Radiums. Auch ist das Szintillieren ein ganz anderes, als wie beim Radium. Herr Debierne hat erst 1903 (also nach meiner diesbezüglichen Veröffentlichung) erkannt, dass die durch Aktinium-Emanation hervorgerufene Ionisation bedeutend grösser ist, als bei der Strahlung des festen Körpers. Die Wirkung auf den Zinksulfidschirm war ihm an seinen Präparaten noch bei der erwähnten Begegnung in Paris neu. Ich konstatiere auch, dass ich in Paris nicht die alten Thor-Aktiniumpräparate, sondern die neueren, welche wie meine Präparate der Cergruppe angehören, gesehen habe. Schliesslich sei noch richtig gestellt, dass nicht die von Runge und Precht angestellte spektroskopische Untersuchung ergeben hat, dass meine Substanz aus Lanthan besteht, sondern dass ich vorher Lanthan schon analytisch nachgewiesen habe.

Über den Stand der Angelegenheit selbst habe ich eine Notiz in den Ber. d. Chem. Ges. 37, 3963, 1900 gebracht. Herr Soddy hat in seinem neuen Buche über „Radioaktivität", in dem bereits die Identität von Aktinium und Emanium angenommen ist, die beiderseitigen Arbeiten richtig nach ihrem Wert erkannt und gebührend berücksichtigt.

Es macht einen merkwürdigen Eindruck, wenn Herr Debierne diktiert: „Der Name Aktinium ist daher ausschliesslich zur Bezeichnung dieser (meiner) radioaktiven Substanz anzuwenden etc." Diese Notwendigkeit wird sich von selbst aus den Thatsachen ergeben. Eine Schmälerung meiner vollständig unabhängig gemachten Entdeckungen werde ich nicht zulassen.

(Eingegangen 7. November 1904.)

Beiträge zur Kenntnis der ultraroten Emissionsspektra der Elemente.

Von Hans Lehmann.

In Fortsetzung meiner früheren Untersuchungen über die ultraroten Emissionsspektra[1]), welche ich mittels direkter Photographie vorgenommen habe, ist es mir neuerdings gelungen, mit Hilfe der phosphoro-photographischen Methode ein ganz erhebliches Stück weiter in das Infrarot einzudringen.

Diese Methode gestattet es, ziemlich scharf und noch gut messbar Linienspektra abzubilden, vorausgesetzt, dass hierbei für die betreffenden Spektralgebiete gut achromatisierte optische Systeme zur Anwendung kommen. So gelang es mir, eine grössere Anzahl von den mittels der Seriengleichungen von Kayser und Runge (von W. Ritz neuerdings verbessert) vorausberechneten Linien objektiv zu fixieren.

Von Interesse waren zunächst die noch fehlenden Linien der Alkalimetalle im äussersten Ultrarot. Während sich mittels direkter Photographie die Linien nur bis zur Wellenlänge von 920 $\mu\mu$ nachweisen liessen, konnte ich jetzt bis zur Wellenlänge 1700 $\mu\mu$ vordringen. In dieser Gegend von 1700 $\mu\mu$ besitzt z. B. Rubidium ein Linienpaar, welches nach den Seriengleichungen von Kayser und Runge der ersten Nebenserie angehört und die Ordnungszahl $n = 3$ besitzt. Es ist also die Grundlinie der ersten Nebenserie. Ein ausserordentlich starkes Linienpaar konnte ich in der Gegend von 1400 $\mu\mu$ nachweisen, welches die Grundlinie der von mir früher gefundenen zweiten Nebenserie des Rubidiums für die Ordnungszahl $n = 3$ darstellt.

Ferner fand ich sehr starke Linien für Kalium bei etwa 1250 $\mu\mu$ und für Natrium bei etwa 1150 $\mu\mu$, welche Linien beide der zweiten Nebenserie angehören. So habe ich noch eine grosse Anzahl vorausberechneter Linien bei Untersuchung anderer Elemente finden können.

Genaueres über die Methode und die Messungsresultate, welche für den Ausbau der Serientheorie von einiger Bedeutung zu werden versprechen, gedenke ich in nächster Zeit zu veröffentlichen.

München, physikal. Inst. der Technischen Hochschule, November 1904.

(Eingegangen 10. November 1904.)

1) Ann. d. Phys. 5, 633, 1901; 8, 643, 1902; 9, 246, 1902; 9, 330, 1902; Zeitschr. f. wiss. Photographie etc., Band 1, 135, 1903.

Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche zwecks Demonstration geometrisch-optischer Grunderscheinungen.

(Zweite Mitteilung.[1]))

J. J. Taudin Chabot.

Wenn eine von zwei gegenseitig gravitierenden Massen um eine mit der Gravitationsrichtung koinzidierende Achse rotiert, während sie sich plastisch nach der von der anderen Masse abgekehrten Seite zu bethätigen vermag, gestaltet sich dieser Teil ihrer Oberfläche kon-

1) 1. Mitteilung: 3, 331, 1902.

kav, mit der Paraboloidkuppe als angestrebte Gleichgewichtsform.

So wäre der Mondkörper einer Paraboloidschale ähnlich, — die von uns abgewandte Seite konkav — wenn er während der Erstarrung um eine durch Erde gelegte Achse rotiert hätte[1]), und so vertieft sich nach der Paraboloidkuppe die Oberfläche einer Flüssigkeit, welche wir in einem starrwandigen Gefäss um die Vertikale rotieren lassen.

In meiner ersten Mitteilung über Reflexion und Refraktion mittels einer natürlich gekrümmten Fläche[2]) enthält nun die Ableitung, entsprechend der beschreibenden Kurve dieser Fläche, $y^2 = \frac{2g}{n^2}x$, von Brennweite F, und Konkavität C, abhängig von Tourenzahl T, bezw. Durchmesser D, des Gefässes, eine Beschränkung, wofern das der Flüssigkeit übergelagerte Medium dort ausser Betracht bleibt.

Verallgemeinert man unter Berücksichtigung auch des letzteren mit einer Winkelgeschwindigkeit n_1 und einer Dichte ϑ_1, bei einer Dichte ϑ der untengelagerten Flüssigkeit die Gleichung der beschreibenden Kurve,

$$y^2 = 2g\,\frac{\delta - \delta_1}{\delta n^2 - \delta_1 n_1{}^2}\,x,$$

so erhellt sofort, dass die Oberfläche nunmehr allgemein anzusprechen als Trennungsfläche zweier Medien, nicht nur konkav, sondern auch eben und konvex (Parabelachse abwärts) sein kann, je nachdem

$$\delta n^2 \mathrel{\substack{<\\=\\>}} \delta_1 n_1{}^2 \quad \text{bezw.} \quad \frac{\delta}{\delta_1} \mathrel{\substack{<\\=\\>}} \frac{n_1{}^2}{n^2}.$$

Im Falle das oben gelagerte Medium, wie es die erste Mitteilung stillschweigend annahm, ein Gas ist, dessen Dichte δ_1 verschwindend klein gegen diejenige δ des unteren Mediums, der Flüssigkeit, also wenn $\delta_1 = 0$, tritt jeweils der besondere Ausdruck an die Stelle des allgemeinen.

Es erübrigt zu untersuchen, inwiefern diesen theoretischen Anforderungen praktisch genügt werden kann:

Um einen merkbaren Effekt zu erzielen, müssen beide Medien, deren Trennungsfläche wir krümmen wollen, Dichten haben von gleicher Grössenordnung. Es liegt sonach nahe, als oberes Medium gleichfalls eine Flüssigkeit zu wählen, d. h. zwei unvermischbare Flüssigkeiten übereinander zu schichten, und diese dann mit differenten Tourenzahlen

$$T = \frac{30}{\pi}n \quad \text{und} \quad T_1 = \frac{30}{\pi}n_1,$$

in Umdrehung zu versetzen.

Am einfachsten gelingt solches, wenn man, wie zu den Plateauschen Versuchen ein Öl, Wasser und Alkohol verwendend, von diesen jetzt nur das Öl auf Wasser oder den Alkohol auf das Öl schichtet. Nachdem zunächst eine Rührschaufel in die obere der beiden Flüssigkeiten des Glascylinders auf der Schwungmaschine tauchte und von dieser letzteren unabhängig bewegt werden konnte, zeigte sich alsbald die Rührschaufel entbehrlich: das Öl nämlich folgte bei grösseren Viskosität-Variationen der Winkelgeschwindigkeit des Glascylinders prompter als die leichter fliessenden Wasser und Alkohol, welche dementsprechend bei einer positiven Beschleunigung der Gefässrotation anfänglich gegen das Öl zurückblieben, bei einer negativen voreilten. Die Ausgleichszeiten dieser anfänglichen Phasenunterschiede waren aber vollständig genügend, um die gesuchte Erscheinung zu beobachten.

Je nachdem das Öl unten oder oben geschichtet, d. h. mit Alkohol oder mit Wasser gepaart, erscheint und je nachdem sodann die Rotation des Glascylinders positiv oder negativ beschleunigt wird, vermag man die Trennungsfläche beider Medien beliebig nach unten zu krümmen, plan zu machen oder nach oben zu krümmen; dazu muss sukzesive das untere Medium schneller rotieren als das obere, das Verhältnis der Quadrate beider Winkelgeschwindigkeiten umgekehrt proportional sein dem Verhältnis der Dichten oder das obere Medium schneller rotieren als das untere. Je nachdem Öl und Wasser oder aber Alkohol und Öl übereinander geschichtet sind, tritt erstgemeintes ein bei negativer oder bei positiver, bezw. letztgemeintes bei positiver oder bei negativer Beschleunigung der Gefässrotation.

Eine Ölschicht zwischen Wasser und Alkohol gestaltet sich bikonkav bei positiver, bikonvex bei negativer Beschleunigung der Rotation, welche Erscheinung besonders deshalb bemerkenswert heissen darf, weil sie zugleich, dank einer inneren Verwandtschaft zwischen den hier beschriebenen Versuchen und den vorgemeinten von Plateau einen zum Gelingen eines dieser letzten sehr wesentlichen für gewöhnlich jedoch wohl nicht beachteten Faktor offenbart: Gleich wie die Ölschicht, nämlich, so lange sie schneller rotiert als die beiden angrenzenden flüssigen Medien, bikonkave Form annimmt, vertieft sich Plateaus rotierender Öltropfen von beiden Seiten, der vertikalen Drehachse entlang, bis die Vertiefungen zusammentreffen, die in der Achse durchbrochene Kugel zu einem Ring wird, und zwar auch jetzt während das umgebende Medium eine geringere Rotations-

1) Diese Thatsache, gleichgültig ob sie beim Erdmond zutrifft oder nicht, zeigt, wie es auch im Weltraum Körper geben kann von merklich anderer gesetzmässiger Gestaltung, als der des blossen Sphäroids.

2) Diese Zeitschr. 3, 331, 1902.

geschwindigkeit hat, als der Öltropfen selbst. Solches nun, obwohl sehr wesentlich, pflegt eben nicht betont zu werden. Demgemäss lässt sich in Plateaus Versuchen teilweise eine noch weitere Verallgemeinerung der gegenwärtigen erblicken.

Die Paraboloidfläche ist stets Halbierungsfläche des konachsigen Cylinders; somit kann die obere Grenzfläche des zu oberst geschichteten Mediums unter einer planparallelen Glasplatte, welche den vollkommen mit Flüssigkeit gefüllten Glascylinder deckelartig abschliesst, eben gehalten werden.[1]) Eine über der Glasplatte aufgehängte Lampe, deren Strahlen durch sie hindurch in den Cylinder wiederum (vgl. erste Mitteilung) eindringen, erlaubt jetzt je nach dem Verhältnis der optischen Brechungsexponenten und der jeweils erzielten Krümmung der Trennungsfläche Divergenz, sowohl wie Konvergenz des passierenden Strahlenbündels herbeizuführen, mithin diese geometrisch-optischen Grunderscheinungen in nunmehr vollem Umfang zu demonstrieren.

Der Versuch, das Paraboloidkonkav abzugiessen (vgl. erste Mitteilung), veranlasste mich u. a. zu folgenden Beobachtungen: Luftblasen haben unter der Oberfläche des rotierenden Mediums, wenn Wasser, Bestand in auffallender Grösse: die Oberflächenspannung ist hier also wohl gewachsen. Sie streben dem Scheitel des Paraboloids, d. h. der Rotationsachse, zu, offenbar infolge der Centrifuga des schwereren Wassers, welches dieselben aus den peripheren Bezirken verdrängt, eben ohne dass sie durch die Oberfläche entweichen können. Weitere Mitwirkung kapillarer Kräfte (Fortbewegung nach der stärker gekrümmten Seite[2])) anzunehmen, dürfte nicht unbedingt notwendig sein.

Das Paraboloidkonkav bleibt nahezu sphärisch, wofern die Zahl $\frac{D}{F}$ klein ist: Die geringste Entfernung, E, zwischen Paraboloidfläche und allen um $\frac{D}{2}$ von der Achse distanten Punkten einer mit ihr im Scheitel koinzidierenden Kugelfläche vom Radius F beträgt, unter Entwicklung des Ausdrucks in eine Reihe,

$$E = F\left[2^{-7}\left(\frac{D}{F}\right)^4 - 2^{-15}\left(\frac{D}{F}\right)^8 \ldots\ldots\right].^{1)}$$

1) Es genügt dazu in der Hauptsache ein sogen. Konservenglas, dessen mittels Metallring anzuschraubenden porzellanenen Deckel man durch eine ebenfalls auf Gummiring ruhende Glasplatte ersetzt. Eine sehr einfache Demonstration, sogar ohne Schwungmaschine, ergiebt die Aufhängung des vorgezeichneten Gefässes an eine Saite oder Schnur, wenn man diese tordiert und dann das System sich selbst überlässt, so dass es einige Torsionspendelungen ausführt. — Flüssigkeiten stehen in einer Mehrzahl zur Verfügung; leicht zu beschaffen sind u. a. Glyzerin, Äther, Schwefelkohlenstoff.

2) Auf eine besondere Nutzanwendung dieser Kräfte sei hier indessen nebenbei hingewiesen: Im Falle einer jener lästigen Anlagerungen eines Fremdkörperchens (Kohlestäubchens oder dgl.) aussen an die Hornhaut des Auges bedecke man dasselbe sofort ganz lose mit dem Augenlid unter Vermeidung, trotz Reizgefühls, jeder Manipulation; fast immer schwimmt dann das Partikelchen alsbald zwischen Hornhaut und Augenlid in der ellipsoiden Schale von gerade unter Einfluss des abnormen Reizes reichlicher abgesonderter Flüssigkeit nach dem einen oder dem anderen Augenwinkel, woher man es leicht entfernen kann; die motorische Kraft ist offenbar kapillarer Natur, eine Fortbewegung in der ellipsoiden Fläche nach den Stellen grösster Krümmung. Die Erkenntnis, welche sich mir schon wiederholt nützlich erwies, dürfte weitere Verbreitung verdienen, als sie es zu haben scheint.

1) Wenn ein sphärischer Spiegel zu einem parabolischen abgeschliffen werden soll und es sind beispielsweise, $D = 2\ M$ und $F = 16\ M$, so ergiebt sich, unter Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung als $\left(\frac{D}{F}\right)^8$, für die grösste abzunehmende Schichtstärke, am Rande, der äusserst geringe Wert von rund 30 μ.

Zürich, 13. Oktober 1904.

(Eingegangen 14. Oktober 1904.)

Über die Schwingungsform des Stieles der Edelmannschen Stimmgabeln.

Von P. Ostmann.

In neuester Zeit sind von ohrenärztlicher Seite sehr eigenartige Anschauungen über die Wirkung longitudinaler Schwingungen des Stieles einer auf den Schädel aufgesetzten, schwingenden Stimmgabel auf den Hörapparat ausgesprochen worden. Diese longitudinalen Schwingungen glaubte Professor Bezold in München auch graphisch zur Darstellung gebracht zu haben, indem er die tiefste, mit ihren Gewichten belastete Edelmannsche Gabel über den Zeigefinger hängte und auf berusster Glasplatte, an der die Gabel vorbeigeführt wurde, schreiben liess. Diese Versuchsanordnung erschien mir allzu einfach.

Um mir nun über diese longitudinalen Schwingungen ein eigenes Urteil zu bilden, habe ich die nachstehenden experimentellen Untersuchungen vorgenommen mit dem Resultat, dass der Stiel der Edelmannschen Gabeln nicht longitudinale, sondern transversale Schwingungen bestimmten Charakters ausführt.

Die Angaben Rieckes[1]), welche sich wohl mit den bisher allgemein gültigen Annahmen decken: „Die Zinken schwingen gleichzeitig nach innen und gleichzeitig nach aussen; das untere Ende der Gabel, an dem der sie tragende Stiel befestigt ist, schwingt nach unten, wenn die Zinken nach innen, nach oben, wenn sie nach aussen gehen", treffen für die einfachste

1) Lehrbuch der Physik; 1. Bd. Leipzig 1902; S. 309 und 310.

Form der Stimmgabeln, z. B. für die Appunnsche Gabel von 32 Schwingungen, zu.

Diese Gabel ist stiellos und besteht aus einem 4 mm dicken, gebogenen Metallstab. Jede Zinke misst bis zum Knotenpunkt 14 cm und trägt an ihrem oberen Ende ein scheibenförmiges Gewicht. Versetzt man diese Gabel, indem man sie an einem der Knotenpunkte fixiert, in kräftige Schwingungen, so kann man sich schon mit dem unbewaffneten Auge von den longitudinalen Schwingungen des zwischen den beiden Knotenpunkten gelegenen Abschnittes der Stimmgabel — sagen wir: ihres Körpers — überzeugen.

Ganz anders aber wird die Schwingungsform des Körpers und Stieles einer Stimmgabel, sobald ihre einfachste Form wie bei den Edelmannschen Gabeln verlassen wird.

Ich habe die ganze Reihe der Edelmannschen Gabeln auf die Schwingungsform des Körpers und Stieles untersucht, soweit bei der Kleinheit der Bewegungen diese überhaupt sichtbar gemacht werden konnten.

Methode der Untersuchung.

Erste Versuchsanordnung. Die Gabeln werden in einen erschütterungsfreien Parallelschraubstock zwischen $1\frac{1}{2}$ cm im Quadrat messenden Korkplatten mit dem Stiele eingeklemmt; dann feinstem Mehlstaub ausgesetzt, so dass sich zahlreiche kleinste Körnchen auf Körper und Stiel niederlassen. Der Weg eines dieser Körnchen, welcher bei lebhafter Schwingung der Gabel zurückgelegt wird, wird unter dem Mikroskop, welches gleichfalls auf erschütterungsfreiem Tisch aufgestellt ist, beobachtet und gemessen.

Zur Anwendung kamen: Okular 2 mit Objektiv 1, 3, 4, 5 Leitz-Wetzlar; die beiden letzten Objektive in Kombination mit dem Vertikal-Illuminator. Es musste mit der Möglichkeit gerechnet werden, dass die Einklemmung des Stieles die Schwingungsform und insbesondere ev. vorhandene longitudinale Schwingungen desselben beeinträchtigen könnte. Deshalb wurde folgende weitere Versuchsanordnung gewählt.

Zweite Versuchsanordnung. Ein für jede zu untersuchende Gabel entsprechend stark gewählter, kurzer Eisenstab wird mit seinem einen Ende in den erschütterungsfreien Parallelschraubstock fest eingeklemmt. Die obere Fläche des anderen Endes dieses Stabes wird mit einer 5 mm dicken, in sich möglichst festen Korkplatte belegt, deren obere seitliche Kanten durch Abschrägung der seitlichen Flächen nach aussen so weit vorspringen, dass auf diesen scharfen Kanten allein die Gabel mit ihren Knotenpunkten ruht, wenn dieselbe mit den Zinken nach unten über den Stab gestülpt wurde. Auf den Querschnitt des senkrecht nach oben stehenden Stieles wurden nun wiederum in der erwähnten Weise feinste Mehlkörnchen gesammelt, und der Weg, den eines derselben bei kräftigen Schwingungen der Gabel machte, unter dem Mikroskop beobachtet und gemessen.

Das Mikroskop war auf einem erschütterungsfreien Tische aufgestellt. Durch diese Versuchsanordnung war einerseits ein völlig freies Schwingen der Zinken wie des Stieles gewährleistet; denn die Gabel fand ihre einzige Unterstützung auf scharfer Kante an den Knotenpunkten; andererseits mussten die geringsten longitudinalen Schwingungen des Stieles sich dadurch verraten, dass ein bei ruhender Gabel scharf eingestelltes Körnchen während der Schwingung verschwand und wieder auftauchte, aber keine hellleuchtende Linie zog. Diese musste dagegen bei transversaler Schwingung auftreten und, sofern die Schwingung rein transversal war, in allen ihren Teilen gleich scharf und deutlich sein, sofern jedoch die Schwingung gleichzeitig in transversaler und longitudinaler Richtung stattfand, je nach der Einstellung des Mikroskops, bald an den Enden, bald in der Mitte deutlicher werden.

Bei den Versuchen wurden die Gabeln mit Hilfe meines Stimmgabelspanners von innenher in Schwingungen versetzt.

Versuche an der tiefsten Edelmannschen Gabel.

A. Nach der 1. Versuchsanordnung Die Gabel ist unbelastet.

Vergrösserung 115, Okular 2, Objektiv 4, Vertikal-Illuminator. Leitz. Spannung der Gabel 9.

1. Versuch. Beobachtungspunkt: Körper der Gabel; 3 mm vom konkaven Rande oberhalb des „A" in „Edelmann".

Schwingungsform: Das Körnchen eilt nach Erregung der Gabel in flachem, transversal gestelltem Bogen hin und her; die Konkavität des Schwingungsbogens ist dem konkaven Rande der Stimmgabel zugewandt, steht „zinkenwärts", und ist wesentlich stärker als die Konkavität eben dieses Stimmgabelrandes.

Je mehr die Intensität der Schwingung abnimmt, um so mehr flacht der Bogen ab, bis die transversale Schwingung bei einer durchlaufenen Bahn von 2 Mikrometerabschnitten = 0,018 mm gradlinig erscheint.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der 2. Sekunde der Schwingung einen transversalgestellten Bogen, dessen Sehne 0,045 mm beträgt;

in der 7. Sekunde der Schwingung einen trans-

versalgestellten Bogen, dessen Sehne 0,027 mm beträgt;

in der 21. Sek. einen gradlinigen Weg von 0,018 mm
„ 45. „ „ „ „ „ 0,009 „
„ 70 „ „ „ „ „ 0,0045 „

2. Versuch. Beobachtungspunkt: Stimmgabelstiel, 1 mm von seinem Ansatz an den Körper der Gabel.

Schwingungsform. Transversal gestellter Bogen, dessen Radius kleiner ist wie der des Bogens im 1. Versuch. Die Konkavität des Bogens sieht „zinkenwärts" und verschwindet relativ schnell, wodurch eine rein transversale gradlinige Schwingung entsteht. Die Gestalt des Schwingungsbogens erinnert sehr lebhaft an die Form eines Kommas.

Schwingungsgrösse und Schwingungsdauer.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der	6. Sekunde	0,018 mm
„ „	19. „	0,009 „
„ „	34. „	0,0045 „

3. Versuch. Beobachtungspunkt. Ende des Stieles.

Schwingungsform. Gradlinig transversal vom Beginn der Schwingung an.

Das Körnchen durchläuft (Mittelwerte aus 3 Versuchen):

in der	6. Sekunde	0,027 mm
„ „	8. „	0,023 „
„ „	26. „	0,009 „
„ „	48. „	0,0045 „

Eine Vergleichung der Schwingungsgrössen zeigt, dass am Ansatz des Stieles die Schwingungen kleiner als am Ende desselben waren.

Die Schwingungsform des völlig unbehindert schwingenden Stieles der mit ihren Gewichten bei Schwingungszahl 24 belasteten, tiefsten Edelmannschen Gabel wurde schliesslich durch mehrere Versuche

B. nach der 2. Versuchsanordnung bestimmt, unter Anwendung von 70 facher Vergrösserung (Objektiv 3, Okular 2 Leitz) Spannung 8. Hierbei ergab sich folgendes Resultat:

Sobald die Gabel in Schwingungen versetzt wird, zieht jedes Körnchen eine äusserst feine, scharf begrenzte, helle Linie, welche in transversaler Richtung verläuft und in allen ihren Teilen während der ganzen Dauer ihres Bestehens völlig gleichmässig scharf erscheint. Es besteht somit neben der transversalen Schwingung eine longitudinale Schwingung des Stielendes nicht, soweit sich durch eine 70—115 fache Vergrösserung nachweisen lässt.

Um dieses Resultat einwandfrei zu erhalten, waren bei dieser grössten, durch ihre Gewichte besonders schweren Gabel die sorgsamsten Vorkehrungen zu treffen, damit nicht etwa der Aufhängungsapparat der Gabel in Mitschwingungen geriet, wodurch sehr leicht Eigenschwingungen des Stimmgabelstieles in longitudinaler Richtung vorgetäuscht werden konnten. Es wurde deshalb der in den erschütterungsfreien Schraubstock eingeklemmte Aufhängungsstab der Gabel noch durch ein starkes eisernes Gerüst gestützt, welches seinen Fusspunkt auf einem in die Steinwand eingemauerten, dicken Eisenstab fand.

Durch Messung der Schwingungsamplitude stellte sich heraus, dass der uneingeklemmte Stiel nicht unwesentlich grössere Schwingungen ausführte als der eingeklemmte. Die Schwingung betrug (Mittel von 3 Messungen) in der

10.	Sekunde des Abschwingens	0,16 mm
13.	„ „ „	0,128 „
24.	„ „ „	0,064 „
33.	„ „ „	0,048 „
45.	„ „ „	0,032 „
61.	„ „ „	0,016 „
87.	„ „ „	0,008 „

Aus diesen Versuchen geht hervor, dass der Stiel der tiefsten Edelmannschen Gabel nicht in longitudinaler, sondern in transversaler Richtung schwingt.

Es lag nun die Vermutung sehr nahe, dass die Schwingungsform des Stieles der höheren Gabeln genau die gleiche wie die der tiefsten sei. Ich habe demgemäss meine Untersuchungen auf die höheren Gabeln ausgedehnt und habe für den Stiel dieser, soweit die Kleinheit der Schwingungen eine Untersuchung zulässt, eine genau gleiche Schwingungsform wie für die tiefste Gabel gefunden.

Edelmannsche Gabel unbelastet C.

Frei aufgehängt nach der 2. Versuchsanordnung; Vergrösserung 115; Objektiv 4. Okular 2, Vertikal-Illuminator Leitz. Spannung 6.

Die Grösse der rein transversalen Schwingungen des Stielendes beträgt im Mittel von 4 Messungen in der:

7.	Sekunde der Schwingung	0,045 mm
18.	„ „ „	0,027 „
31.	„ „ „	0,018 „
63.	„ „ „	0,009 „

Edelmannsche Gabel unbelastet G.

Versuchsanordnung, Vergrösserung und Spannung wie bei Gabel C.

Die Schwingung des Stielendes ist rein transversal und beträgt in der:

6.	Sekunde der Schwingung	0,027 mm
33.	„ „ „	0,009 „
54.	„ „ „	0,0045 „

Edelmannsche Gabel unbelastet c.

Versuchsanordnung und Vergrösserung wie vor; Spannung 5.

Die Schwingung des Stielendes erfolgt in transversaler Richtung und beträgt in der:

11. Sekunde der Schwingung 0,009 mm
19. „ „ „ 0,0045 „

Bei Untersuchung der Schwingungen des Stieles nach der 1. Versuchsanordnung lassen sich keine Schwingungen mit 115 facher Vergrösserung mehr nachweisen.

Edelmannsche Gabel unbelastet g.

Vergrösserung 210. Objektiv 5. Okular 2, Vertikal-Illuminator Leitz. Versuchsanordnung und Spannung wie vorher.

Die Schwingung des Körnchens ist transversal und gradlinig. Ihre Grösse beträgt in der:

5. Sekunde des Abschwingens 0,0067 mm
10. „ „ „ 0,0022 „

Bei noch höheren Gabeln konnte ich wegen der Kleinheit der Bewegungen die Schwingungen des Stieles nicht mehr sichtbar machen.

Die theoretische Begründung für diese den bisherigen Annahmen zuwiderlaufende Thatsache der transversalen Schwingung des Stieles der Edelmannschen Gabeln und somit wohl unzweifelhaft aller ähnlich gebauten Gabeln muss ich anderen überlassen; mir scheint es, als ob durch die besonders kräftige Entwicklung des Körpers der Gabel der Widerstand, den seine Masse der longitudinalen Verschiebung der Teilchen entgegensetzt, gegenüber der lebendigen Kraft der schwingenden Zinken so gross wird, dass eine longitudinale Verschiebung nicht mehr zustande kommen kann, sondern nur andeutungsweise in der bogenförmigen transversalen Schwingung zum Ausdruck gelangt. Je geringer die bewegende Kraft der Zinken wird, desto mehr wird die Bewegung des Körpers der Gabel rein transversal.

Von dieser transversalen Bewegung des Körpers wird der Stiel mitgerissen, und es dadurch leicht erklärlich, dass seine Bewegungen am freien Ende grösser als am Ansatz gemessen sind.

Marburg, Oktober 1904.

(Eingegangen 4. November 1904.)

Kurze Bemerkung über Quecksilberpumpen nach dem Sprengelschen System.

(Eine Antwort an Herrn Boas).

Von Georg W. A. Kahlbaum.

In meinen „Glossen zu der selbstthätigen Quecksilberpumpe" habe ich gesagt: „Das Anwenden mehrerer Fallrohre erscheint nicht zweckdienlich. Der Apparat wird dadurch kompliziert, ohne dass die Leistungsfähigkeit nennenswert gesteigert wird. Allerdings findet bei Pumpen mit verkürztem Fallrohr eine solche Steigerung statt; diese Pumpen bleiben aber in allen Fällen hinter denen mit langem Fallrohr zurück; sie sind also nur unter ganz bestimmten Bedingungen zu empfehlen."[1] Diese Verurteilung der Pumpen mit mehreren Fallröhren hat Herrn Boas, der selbst eine solche konstruiert hat, missfallen, und er quittiert nun darüber, indem er laut Bericht in dieser Zeitschrift **5**, 693, 1904 mir einige Plagiate vorwirft. Zuerst sagt er: „Solche Fallrohre (von Metall) rühren übrigens nicht von Kahlbaum, sondern, wie ich glaube von Stearn her."

Wenn man jemandem eine Erfindung, die er sich und andre ihm zuschreiben, abschneiden will, so sollte man doch wenigstens authentische Belege dafür beibringen, und nicht nur ganz vage Behauptungen aufstellen, wie: sie rührt nicht von ihm her, sondern ich glaube von einem andern, da schmeckt man doch das: „semper aliquid haeret" zu deutlich heraus. Thatsache ist, dass mir das Einführen eines Stahlrohres als: „Vorrichtung zur Verhinderung des Springens der Fallröhren bei Quecksilber-Luftpumpen nach dem Sprengelschen System," unter dem 14. Dezember 1897, also vor 7 Jahren patentiert wurde. Wäre die Erfindung von anderer Seite schon vorher bekannt gemacht worden, so wäre das Patent, bei der im kaiserlichen Patentamt üblichen rigorosen Vorprüfung, sicher nicht erteilt worden. Aber auch all die 7 Jahre ist es niemand eingefallen, mein Recht anzutasten. Nun kommt der Herr Boas, und greift mich an einer Stelle an, an der ich mich nicht verteidigen kann, in den „Verhandlungen der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte". —

Herr Boas sagt weiter: „Zur Zeit als sich Herr Kahlbaum mit der Quecksilberpumpe zu befassen anfing, verfügte die Technik bereits über sehr zweckmässige Konstruktionen." — Auch hier wieder eine Behauptung ohne jeden Beweis, dabei ist sie noch, wenigstens so weit es sich um Sprengelpumpen handelt, durchaus unrichtig, ja man darf sogar sagen, dass sie es, was das „sehr zweckmässig" betrifft, auch für Verdrängungspumpen ist.

Als ich mit diesen Arbeiten 1888 begann, besuchte Herr Boas noch zwei Jahre hindurch das Gymnasium, eigene Erfahrungen aus der Zeit stehen ihm also nicht zur Verfügung. Als mir meine automatische Pumpe 1891 patentiert wurde, hatte ich dagegen Gelegenheit, eine ganze Reihe von Glühlampenfabriken Deutsch-

1) Ann. d. Phys. **6**, 590, 1901.

lands und Österreichs zu besuchen, damals wurde, nicht in einer einzigen von diesen, nach dem Sprengelsystem gearbeitet, und so wurde es mir verhältnismässig leicht, meine Pumpe in die Technik einzuführen. Als dann wiederum fünf Jahre später 1896, also nur ein Jahr bevor mir das Stahlrohr patentiert wurde, Herr Boas seine Pumpe nach Sprengel baute, da lag die Sache anders, denn er selbst schreibt in der Zeitschrift für Instrumentenkunde Bd. 16, 1896, S. 146: „Darin ist wohl auch der Grund zu suchen, dass im allgemeinen der Töplerschen Pumpe, vor allem den Konstruktionen, welche Einrichtungen für automatischen Betrieb besitzen, der Vorzug gegeben wurde." —

Als ich 1888 konstruierte, „verfügte die Technik bereits über sehr zweckmässige Konstruktionen," 8 Jahre später, als Herr Boas baute, war genau das Gegenteil der Fall! Also auch der zweite Angriff des Herrn Boas ist nichts als eitel Redensart. Zum Schluss sagt Herr Boas: „Das, was Kahlbaum neu eingeführt, die Hebung des Quecksilbers durch intermittierende Luft und Quecksilbersäulen, rührt bekanntlich auch nicht von ihm her, sondern von L. v. Babo." Die Behauptung, dass dieses Hebeprinzip nicht von mir herrührt, habe ich bereits einmal, in meiner Polemik mit Rollet und Zoth, eingehend widerlegt, und nachgewiesen, dass diese Erfindung von mir völlig selbständig gemacht ist. Diese Arbeiten sind Herrn Boas bekannt, denn sie stehen in dem gleichen Band, z. T. im gleichen Heft, der Zeitschrift für Instrumentenkunde, wie seine eigene Arbeit über die Sprengelpumpe, dieser direkt folgend; konnten ihm also nicht entgehen, trotzdem ignoriert er sie. — Noch eine sachliche Bemerkung. Boas teilt mit: „Ich habe es schliesslich dahin gebracht, dass bei täglich neunstündigem Gebrauch, wobei die Pumpe dauernd höchste Verdünnungsgrade zu liefern hatte, die Fallrohre durchschnittlich 14 Tage lang hielten." Das macht also, einen Sonntag abgerechnet, 102 Arbeitsstunden für das Rohr. Bis dahin also will es Herr Boas gebracht haben. Krafft[1]) schätzt, im gleichen Jahre 1896, da Boas seine Pumpe erfand, die Lebensdauer eines Fallrohres auf etwa 100 Arbeitsstunden, das ist das gleiche wie die „durchschnittlich 14 Tage" von Boas, der es also zu nichts, oder jedenfalls nicht weit gebracht hat.

Ich habe in einer Operation 610 Stunden ununterbrochen gearbeitet, und nach dieser Zeit den bisher niedrigsten, beobachteten Druck abgelesen, dann den Apparat neu beschickt und — mit demselben Fallrohr weiter gearbeitet. Ich habe es also doch wohl weiter gebracht.

1) Chem. Gesell. Ber. **29**, 1316, 1896.

Basel, physikalisch-chemisches Institut der Universität. 9. November 1904.

(Eingegangen 11. November 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Henri Poincaré, Wissenschaft und Hypothese. Autorisierte deutsche Ausgabe mit erläut. Anmerkungen von F. und L. Lindemann. gr. 8°. XVI u. 342 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. Gebunden in Leinw. M. 4,80.

Die tief eingreifende Rolle der Hypothese im ganzen Bereiche der exakten Wissenschaften wird hier mit einer des grossen französischen Mathematikers und theoretischen Physikers würdigen Präzision und Subtilität bis ins einzelne analysiert. Es bedarf keines Hinweises darauf, dass ein Werk, welches wie das vorliegende die Grundlagen wissenschaftlichen Denkens und die Fundamente wissenschaftlicher Gewissheit dem aufmerksamen Leser näher zu bringen und zu zergliedern unternimmt, den Lesern dieser Zeitschrift eine Fülle des Interessanten zu bieten vermag.

Das Werk zerfällt in einen kleineren mathematischen und einen grösseren physikalischen Teil, deren jeder zwei der vier Hauptteile umfasst. Diese sind:

1. Zahl und Grösse mit den beiden Kapiteln: „über die Natur der mathematischen Schlussweisen" und „Die mathematische Grösse und die Erfahrung".
2. Der Raum mit den Unterabschnitten: „Die nichteuklidische Geometrie", „Der Raum und die Geometrie", „Die Erfahrung und die Geometrie".
3. Die Kraft. Hier wird in den einzelnen Kapiteln behandelt: „Die klassische Mechanik", „Die relative und die absolute Bewegung"; „Energie und Thermodynamik".
4. Die Natur. Als Hauptabschnitte dieses Teils treten auf: „Die Hypothesen in der Physik"; „Die Theorien der modernen Physik", „Die Wahrscheinlichkeitsrechnung", „Optik und Elektrizität" und „Die Elektrodynamik".

Zur Erleichterung des Verständnisses tragen

die fast 90 Druckseiten umfassenden „Erläuternden Anmerkungen" von F. Lindemann sehr wesentlich bei. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

Wilhelm Förster, Lebensfragen und Lebensbilder, Sozialethische Betrachtungen. Vita, deutsches Verlagshaus. 1904. M. 4,—. Zwei Bände.

Die vorliegenden Vorträge und Aufsätze des bekannten Berliner Astronomen enthalten eine ganze Reihe von Aufsätzen, welche auch für die Leser dieser Zeitschrift ein Interesse haben dürften, welches erheblich über das allgemeine Interesse an dem grossen Gesamtgegenstande hinausgeht. Es möge hier nur kurz eine Titelaufzählung dieser für den Leser der Physikalischen Zeitschrift besonders interessanten Artikel gegeben werden:

Der mathematisch-naturwissenschaftliche Unterricht; Die Wandlungen des astronomischen Weltbildes bis zur Gegenwart; Makrokosmos und Mikrokosmos; Wie das grosse Publikum über die Wissenschaft denkt; Strenge Wissenschaft und freie Mitarbeiterschaft in der Naturforschung; Über die Befähigung des weiblichen Geschlechtes zum wissenschaftlichen Studium und Berufe; Schule und Hochschule im Lichte der neuen Lebensbedingungen, Fürst zu Hohenlohe-Schillingsfürst als Botschafter und der Pariser Meter-Vertrag vom 20. Mai 1875 u. s. w.

Dieser Hinweis wird genügen, um zu zeigen, dass hier äusserst interessante Fragen zur Behandlung kommen. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

J. Frick, Physikalische Technik oder Anleitung zu Experimentalvorträgen, sowie zur Selbstherstellung einfacher Demonstrationsapparate. 7. vollkommen umgearbeitete und stark vermehrte Auflage, herausgegeben v. Otto Lehmann. In 2 Bänden. 1. Band, 1. Abteilung. 630 Seiten mit 2003 in den Text eingedruckten Abbildungen und einem Bildnis des Verfassers. Braunschweig, Friedrich Vieweg & Sohn. 1904. M. 16,—.

Fricks physikalische Technik ist ein so bekanntes Werk, dass es nur der Mitteilung bedarf, dass das Erscheinen einer neuen Auflage beginnt. Diese erleidet gegen die vorige ganz wesentliche Veränderung und Erweiterung. Die vorliegende erste Abteilung des ersten Bandes behandelt die Räume eines physikalischen Instituts und deren bauliche Einrichtungen, sowie Anleitung zum Gebrauch dieser Einrichtungen. Überaus reich ist die Figurenausstattung des Werkes, enthält doch die vorliegende erste Hälfte des ersten Bandes schon weit mehr Figuren als bisher beide Bände zusammen und das will wahrlich viel heissen. Einen schönen Schmuck trägt der vorliegende Band in Gestalt des vorzüglichen Bildnisses von J. Frick. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

R. Abegg und W. Herz, Chemisches Praktikum. Experimentelle Einführung in präparative und analytische Arbeiten auf physikalisch-chemischer Grundlage. 2. vermehrte und verbesserte Auflage. Göttingen, Vandenhoeck & Ruprecht. 1904. M. 3,80.

In Zeit von vier Jahren ist der vorliegende Praktikumsleitfaden in erster Auflage verbraucht worden, ein Resultat, das als sehr erfreulich bezeichnet werden muss, zumal, wenn man bedenkt, dass der Einführung der physikalisch-chemischen Vorstellungen in den chemischen Anfängerunterricht eine ablehnende Haltung in weiten Kreisen der chemischen Universitätslehrer entgegenstand. Neben dem trotzdem flotten Verbrauch der ersten Auflage ist die Thatsache, dass das Werkchen schon nach der ersten Auflage zwei Übersetzungen in fremde Sprachen erfahren hat, bemerkenswert. Den Erfahrungen der Verfasser zufolge hat sich die Einführung des Begriffs der Elektroaffinität und die Schreibweise der chemischen Gleichungen als Ionenformeln durchaus bewährt. Die neue Auflage ist auf Grund zahlreicher Hinweise und der praktischen Erfahrungen beim Unterrichte mannigfach berichtigt und umgestaltet, wobei namentlich das Kapitel über theoretische Grundlagen eine erhebliche Erweiterung erfahren hat, z. B. durch das neu eingeschaltete Kapitel über Oxydation und Reduktion mit seinen bequemen Darstellungen der Oxydationswirkungen. Der zweiten Auflage wird es unter diesen Umständen wohl ebenfalls an einem raschen Absatze nicht fehlen. E. Bose.

(Eingegangen 16. Oktober 1904.)

O. Fischer, Der Gang des Menschen. V. Teil: Die Kinematik des Beinschwingens. Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften, mathemat.-physik. Klasse, Bd. 28, 5. Heft. Lex. 8. 100 S. mit 5 Doppeltafeln und 8 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1903. M. 5,—.

Im ersten Abschnitt dieses Teiles seiner Untersuchungen wendet sich der Verfasser gegen die Behauptung H. v. Meyers, dass es einen

typischen Gang überhaupt nicht gebe und bemüht sich, auf Grund von Beobachtungen über Schrittlänge und Schrittdauer an einer grossen Zahl von Individuen, sowie durch Vergleichung seiner Chronophotographien mit denjenigen Mareys nachzuweisen, dass wenigstens bei der gewöhnlichen Art des „Wanderschrittes“ Übereinstimmung der Bewegungsgesetze bei verschiedenen Individuen höchstwahrscheinlich sei.

Im zweiten Abschnitt wird untersucht, auf welche Grössen sich die kinematische Analyse der Bewegung des „schwingenden Beines“ vor allem zu erstrecken habe, damit man auf Grund derselben die Untersuchung über die wirksamen Kräfte vornehmen könne: einfache, hier nicht wiederzugebende Überlegungen zeigen, dass es ausreicht zu messen: erstens die Winkelbeschleunigungen der Drehung der einzelnen Abschnitte des Beines — Oberschenkel, Unterschenkel und Fuss — während der Schwingungsbewegung des gesamten Beines, zweitens die linearen Beschleunigungen der Schwerpunkte ebenderselben drei Abschnitte des Beines: Die Berechnung der ersteren Grössen aus den grundlegenden Chronophotogrammen des Verfassers füllt den dritten, diejenige der letztgenannten den vierten Abschnitt dieses V. Teiles der Arbeit aus; sie sind durch Kurventafeln veranschaulicht, welche noch mehr Einzelheiten erkennen lassen, als in der Besprechung im Texte zu erwähnen möglich war.

Es kann hier nicht auf die einzelnen charakteristischen Einzelheiten im Verlaufe der Änderungen der Winkelgeschwindigkeiten und Linearbeschleunigungen von Oberschenkel, Unterschenkel und Fuss etwa ziffernmässig eingegangen werden; die Ergebnisse bilden die Grundlage für die Bearbeitung der Kinetik des schwingenden Beines, unter anderem für die Beantwortung der vielumstrittenen Frage, ob es sich um eine reine Pendelschwingung handelt, wie die Brüder Weber wollten, oder nicht. Siehe die Besprechung des nächsten, sechsten Teiles der Arbeit. Boruttau.

(Eingegangen 18. Oktober 1904.)

O. Fischer, Der Gang des Menschen. VI. Teil: Über den Einfluss der Schwere und der Muskeln auf die Schwingungsbewegung des Beines. Abhandlungen der Königl. Sächs. Gesellschaft der Wissenschaften, mathemat.-physik. Klasse. Bd. 28, 7. Heft. Lex. 8. 87 S. mit drei Doppeltafeln u. 7 Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1904. M. 4,—.

Für jeden der drei Abschnitte des gesamten schwingenden Beines geht die Bewegung hervor aus der Wirkung dreier Drehmomente, nämlich 1. der Muskeln, 2. der Schwere, 3. der schon vorhandenen lebendigen Kraft („Effektivkräfte“). Diese Drehmomente sind hier dargestellt als Kräftepaare, von denen dasjenige der „Effektivkräfte“ im ersten Abschnitt dieser Abhandlung der Übersichtlichkeit halber wieder in zwei zerlegt wird, die je aus rein horizontalen und rein vertikalen Teilkräften bestehen, die für die Phasen des Beinschwunges einzeln berechnet werden; es schliesst sich hieran als zweiter Abschnitt eine Betrachtung über Grösse und Richtung des Gelenkdruckes, der selbstverständlich gerade während der Schwingung des Beines hier besonders geringfügig ist.

Der dritte Abschnitt betrifft die Drehmomente der Schwere, welche sich aus je einer senkrecht in den Hauptpunkten des Gelenkes angreifenden Kraft und einer senkrechten Gegenkraft im proximalen Gelenk bestehend zeigen; es bleiben nunmehr nach Abzug dieser beiden, aus den Chronophotogrammen des Verfassers auf Grundlage der im V. Teil gegebenen Daten berechneten Momente diejenigen der sog. inneren Kräfte übrig; es zeigt sich alsbald, dass ihnen ein erheblicher Anteil an der Hervorbringung der Schwingungsbewegung zukommt, ja es ist dieser Anteil sogar grösser als derjenige der Schwere. Die Theorie der Brüder Weber von der reinen Pendelschwingung ist somit unrichtig.

Über die Wirkung der einzelnen Muskeln im anatomisch-physiologischen Sinne gibt das vorliegende Material keinen direkten Aufschluss, doch folgert der Verfasser mit einem gewissen Grad von Wahrscheinlichkeit, dass im ersten Drittel der Schwingungsdauer Ileopsoas, Rectus femoris und Tibialis anticus (Strecker) wirken, dann nach einer Pause von 0,04 Sek., während welcher der Tibialis nur schwach angespannt ist, die hinteren Muskelgruppen (Beuger) Glutaeus, Semitendinosus, Semimembranosus und langer Kopf des Biceps femoris in Thätigkeit treten. Im letzten Viertel der Schwingungszeit lässt der Tibialis anticus nach, der Gastroknemius kontrahiert sich und im letzten Augenblick setzt wieder der Tibialis anticus ein.

Auch hier ist der Verlauf der Veränderungen der Drehmomente in Kurventafeln zur Darstellung gebracht. — Boruttau.

(Eingegangen 18. Oktober 1904.)

Zwanglose Abhandlungen aus dem Gebiete der Elektrotherapie und Radiologie und verwandter Disziplinen der medizinischen Elektrotechnik. Herausgegeben von Dr. Hans Kurella und Professor Dr. A. v. Lutzenberger. — gr. 8. Leipzig, Johann Ambrosius Barth.

Die Firma Johann Ambrosius Barth bringt die ersten Hefte einer Serie von Monographien

auf den Markt, welche den Zweck verfolgen, den Mediziner mit den physikalischen Grundlagen der in der neueren Therapie zur Anwendung gelangenden Strahlungserscheinungen vertraut zu machen. Gegenwärtig liegen dem Ref. die zwei ersten Hefte dieser Sammlung vor.

Heft 1: **J. Stark, Das Wesen der Kathoden- und Röntgenstrahlen.** 29 S. 1904. M. 0,80.

Der auf diesem Spezialgebiet wohlbekannte Verfasser hat in diesem Schriftchen — welches als „Sonderabdruck aus der Zeitschrift für Elektrotherapie und die physikalischen Heilmethoden, herausgegeben von Dr. Hans Kurella in Breslau" erscheint — die heute gültigen Anschauungen über das Wesen dieser Strahlungsarten in klarer Weise niedergelegt. Wenn die Arbeit auch in erster Linie für den Mediziner berechnet ist, so dürfte sie doch auch für weitere Kreise, sofern sie nicht ohne jegliche naturwissenschaftliche Vorbildung sind, von grossem Interesse sein und von ihnen mit Vorteil gelesen werden. — Leider sind einige Druckfehler bei der Korrektur übersehen worden, und auf Seite 12 oben ist, vermutlich infolge Umbrechens des Satzes, eine arge und bedauerliche Verwirrung entstanden. — Jedenfalls ist diese Veröffentlichung mit Freuden zu begrüssen und bedarf es keiner weiteren Anpreisung derselben.

Heft 2: **F. Frankenhäuser, Die Wärmestrahlung, ihre Gesetze und ihre Wirkungen.** 50 S. 1904. M. 1,20.

So dankenswert die Absicht ist, eine leicht fassliche Monographie über die Wärmestrahlung zu veröffentlichen, so wenig vermag die vorliegende Arbeit auch noch so bescheidenen Ansprüchen seitens des Physikers zu genügen. Referent bemerkt zuvor, dass der letzte Abschnitt der Arbeit, dessen Gegenstand die Wirkungen der Wärmestrahlung auf den menschlichen Organismus bilden, sich naturgemäss seiner Beurteilung entzieht. Der Inhalt der beiden ersten Abschnitte enthält aber derartige Ungeheuerlichkeiten, dass das gefällte Urteil nicht unberechtigt erscheinen dürfte. Wie will z. B. Verf. den Satz (S. 9) verteidigen: „Ebenso bietet die Drehung der Strahlen um ihre Achse (Torsion), welche sie in manchen Substanzen erleiden (z. B. in Traubenzucker die Lichtstrahlen), ein nur theoretisches Interesse." Es ist doch wohl kaum angängig, der Saccharimetrie ein nur theoretisches Interesse zuzugestehen. — Unerklärlich ist dem Ref. auch, weshalb Verf. an einer Stelle (S. 28) Fahrenheitgrade anführt, an einer anderen (S. 15) von einer absoluten Temperatur von 1° C. (sic!) spricht. — Etwas eigenartig mutet auch die Beschreibung der Thermosäule (S. 27 u. 28) an: „Der Apparat besteht aus einer thermoelektrischen Säule . . . ." — Wenn Verf. (S. 30) behauptet, dass die Thermosäule durch das Bolometer nach Svanberg und Langley jetzt fast vollständig verdrängt sei, so scheint ihm die lineare Thermosäule nach Rubens unbekannt zu sein. — Die (S. 33) gemachten Angaben über die Diathermansie des Alkohols entsprechen auch nicht den Resultaten, welche u. a. von W. H. Julius, Ransohoff, Puccianti ermittelt worden sind. — Schliesslich wäre noch auf die ausserordentlich grosse Zahl von Druckfehlern in der Arbeit aufmerksam zu machen. — Wenn das Heft seinen Zweck erfüllen soll, so müsste es zuvor einer gründlichen Umarbeitung unterzogen werden.

Max Iklé.

(Eingegangen 24. Oktober 1904.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Dem Privatdozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule zu Darmstadt, Ingenieur Clarence Feldmann, ist der Charakter als Professor verliehen worden.

Als Dozent für elektrotechnische Messkunde an der Technischen Hochschule zu Danzig wurde Dr. Konrad Simons ernannt.

An der technischen Hochschule zu Karlsruhe wurden folgende Lehraufträge erteilt:
dem Privatdozenten Ingenieur Karl Joh. Kriemler für Vorlesungen über Steinbauten, Holzbauten und Eisenbetonbau,
dem Privatdozenten Dr. Walter Ludwig für Projektionslehre nebst den zugehörigen Übungen,
dem Privatdozenten Ingenieur J. L. la Cour für elektrische Licht- und Kraftanlagen,
dem Regierungsbaumeister bei der Generaldirektion der Staatseisenbahnen in Karlsruhe zu einer Vorlesung über Kanalwesen und Signalanlagen.

Professor Dr. W. Nernst, Direktor des Instituts für physikalische Chemie und Elektrochemie in Göttingen wird dem an ihn ergangenen Rufe als Nachfolger von Geh. Rat Professor Dr. Landolt nach Berlin Folge leisten.

An der Universität Heidelberg habilitierte sich Dr. Hartwig Franzen als Privatdozent für Chemie.

Professor Arrhenius hat den an ihn ergangenen Ruf an die Universität Berlin abgelehnt. Die schwedische Akademie der Wissenschaften hat beschlossen, ein Nobel-Institut für physikalische Chemie mit Professor Arrhenius als Direktor einzurichten, um diesen der Stockholmer Universität zu erhalten.

Kepler-Wurm-Stiftung. Zu einem Stipendium für deutsche Studierende der Mathematik und Astronomie sind der Tübinger Universität aus der aufgelösten Witwenkasse des ehemaligen akademischen Gymnasiums in Hamburg kürzlich etwa 6000 Mark zu einer Kepler-Wurm-Stiftung zugewiesen worden. Der Stifter ist der im Jahre 1859 verstorbene Professor Dr. Wurm in Hamburg. Die Verwendung der Erträgnisse soll so lange aufgehoben sein, bis das Vermögen 20000 Mk. beträgt.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.